

ANNALEN  
DER  
PHYSIK UND CHEMIE.

---

BAND CLIII.

1771/22

PHYSIK UND CHEMIE

1771/22



ANNALEN  
DER  
P H Y S I K  
UND  
C H E M I E.

---

SECHSTE REIHE.

---

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

---

DRITTER BAND.

NEBST VIER FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1874.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

ANALYSE

DE

PHYSIK

DES

CHEMIE

EXPERIMENTELLE

UNTERSUCHUNGEN

VON

J. C. JOHANNESSEN

BRITISH MUSEUM

NATURAL HISTORY



LONDON, 1874

PRINTED BY THE MUSEUM PRESS



ANNALEN  
DER  
P H Y S I K  
UND  
C H E M I E.

---



HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTDREIUNDFUNFZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTUNDNEUNUNDZWANZIGSTER.

NEBST VIER FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1874.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

ANNALEN

PHYSIK

CHEMIE

VERLAG VON J. C. FOGGENDORFF

J. C. FOGGENDORFF

VERLAG VON J. C. FOGGENDORFF

VERLAG VON J. C. FOGGENDORFF



LEIPZIG, 1841

VERLAG VON J. C. FOGGENDORFF

# Inhalt

des Bandes CLIII der Annalen der Physik und Chemie.

## Erstes Stück.

	Seite
I. Ueber longitudinale Schwingungen und Klangfiguren in cylindrischen Flüssigkeitsäulen; von A. Kundt und O. Lehmann . . . . .	1
II. Zur Theorie des Segner'schen Kreisrades; von H. Buff .	12
III. Ueber den elektrischen Rückstand; von A. Wüllner . . .	22
IV. Ueber den Einfluß der Temperatur auf die Ausflugschwindigkeit von Wasser aus Röhren; von G. Baumgartner .	44
V. Ueber die Lösungsfiguren an Krystallflächen; von F. Exner .	53
VI. Ueber die Abhängigkeit der Elasticität des Kautschucks von der Temperatur; von Demselben . . . . .	62
VII. Weitere Mittheilungen über Aetzfiguren an Krystallen; von H. Baumhauer . . . . .	75
VIII. Neue Beobachtungen an der Elektromaschine zweiter Art; von J. C. Poggendorff . . . . .	80
IX. Ueber die Leitung des Schalles in Gasen; von V. Dvořák .	89
X. Ueber einige Staubfiguren; von Demselben . . . . .	102
XI. Einige Beobachtungen über das Verhalten von Eisen- und Stahlstäben im galvanischen Strom; von H. Herwig . . .	115

	Seite
XII. Die Definition des Temperaturgrades und der absolute Nullpunkt; von K. L. Bauer . . . . .	133
XIII. Ueber einen elektrodynamischen Versuch; von F. Zöllner . . . . .	138
XIV. Ueber das hydrogenirte Palladium; von L. Troost und P. Hautefeuille . . . . .	144
XV. Ueber die Refraction der Gase; von Mascart . . . . .	149
XVI. Ueber die Brechung des zusammengedrückten Wassers; von Demselben . . . . .	154
XVII. Akustisches Pyrometer; von J. Chautard . . . . .	158
XVIII. Optisches Drehvermögen des Mannits . . . . .	160

(*Geschlossen am 19. October 1874.*)

## Zweites Stück.

I. Ueber elektrische Ströme bei gleichzeitigem Eintauchen zweier Quecksilber-Elektroden in verschiedene Flüssigkeiten; von G. Quincke . . . . .	161
Anhang. Ueber die angeblichen Beziehungen zwischen den capillaren und elektrischen Erscheinungen S. 184.	
II. Vorläufige Experimente an einem magnetisirten Kupferdraht; von B. Stewart und A. Schuster . . . . .	205
III. Ueber die chemische Wirkung des Sonnenspectrums auf Silberhaloidsalze; von H. Vogel . . . . .	218
IV. Ueber die Frage der Fortpflanzungsdauer magnetischer Fernwirkungen; von H. Herwig . . . . .	250
V. Ueber eine Modification des elektromagnetischen Drehversuchs; von Demselben . . . . .	263
VI. Vergleichung der Elektrisirmaschinen; von Mascart . . . . .	268
VII. Messung der elektromotorischen Kraft voltascher Säulen in absoluten Einheiten; von A. Crova . . . . .	279

## VII

	Seite
VIII. Die Häufigkeit der Farbenveränderungen beim Funkeln der Sterne steht gewöhnlich in Beziehung zur spectral-analytischen Beschaffenheit ihres Lichts; von Ch. Montigny . . . . .	277
IX. Ueber Nadel-Inklinatorien; von C. Braun . . . . .	298
X. Zur Theorie der Orgelpfeifen; von H. Schneebeli . . . . .	301
XI. Läßt sich die Anwendung der lebendigen Kraft in der mechanischen Wärmetheorie rechtfertigen; von Fritsch . . . . .	306
XII. Ueber die Inductions-Wirkungen von ungleich harten Magnetstäben; von L. Kulp . . . . .	315

(Geschlossen am 1. December 1874.)

## Drittes Stück.

I. Die Reduction der Metalloxyde durch Wasserstoff und die Anwendung derselben für die Unterscheidung und quantitative Bestimmung der Metalle; von W. Müller . . . . .	321
II. Thermo-elektrische Studien; von E. Budde . . . . .	343
III. Der Verfall der „kinetischen“ Atomistik im siebenzehnten Jahrhundert; von K. Lafswitz . . . . .	373
IV. Ueber die Dämpfung der Torsionsschwingungen von Drähten; von H. Streints . . . . .	387
V. Ueber den galvanischen Leitungswiderstand; von H. Herwig . . . . .	411
VI. Ueber Fluorescenz; von O. Lubarsch . . . . .	420
VII. Ueber die Ausdehnung des Quecksilbers nach den Versuchen des Hrn. Regnault; von A. Wüllner . . . . .	440
VIII. Ueber die Abhängigkeit des Brechungsquotienten der Luft von der Temperatur; von V. von Lang . . . . .	448
IX. Einige Bemerkungen über den Hipp'schen Fall-Apparat; von H. Schneebeli . . . . .	466

X. Ueber schiefen Durchgang von Strahlenbündeln durch Linsen und eine darauf bezügliche Eigenschaft der Krystall-Linse; von L. Hermann . . . . .	470
--	-----

(Geschlossen am 1. December 1874.)

#### Viertes Stück.

I. Ueber das Wärmeleitungsvermögen von Flüssigkeiten; von A. Winkelmann . . . . .	481
II. Beitrag zur Kenntniss der elastischen Nachwirkung bei der Torsion; von A. Neesen . . . . .	498
III. Experimental-Untersuchung über das Verhalten nicht leitender Körper unter dem Einfluss elektrischer Kräfte; von L. Boltz- mann . . . . .	525
IV. Ueber das Spiel der Elektrophormaschine und die Doppel- influenz; von P. Riefs . . . . .	534
V. Kritisches zur Elektrodynamik; von H. Helmholtz . . . . .	545
VI. Ueber die Stromleitung durch Schwefelmetalle; von F. Braun . . . . .	556
VII. Ueber die Reflexion des Lichts an der Vorder- und Hinter- fläche einer Linse; von Krebs . . . . .	563
VIII. Ueber den scheinbaren Ort eines in einem dichterem durch- sichtigen Mittel befindlichen, sowie eines durch eine soge- nannte planparallele Platte beobachteten Lichtpunkts: von K. L. Bauer . . . . .	572
IX. Ueber neue Schwefelsalze (Zehnte Abhandlung); von R. Schneider . . . . .	588
X. Ueber ein neues Ocular; von H. Krüfs . . . . .	601
XI. Ueber die Dissociation der wasserhaltigen Salze. Nachträg- liche Bemerkung von G. Wiedemann . . . . .	610

	Seite
XII. Bemerkungen, die Theorie der Elektrizität betreffend; von E. Edlund . . . . .	612
XIII. Bemerkung zu einem von F. Zöllner ausgeführten elektro- dynamischen Versuch; von F. Lippich . . . . .	616
XIV. Bemerkungen zu der Abhandlung des Hrn. Dr. G. Baum- gartner über den Einfluß der Temperatur auf die Ausfluß- geschwindigkeit von Wasser in Röhren; von O. E. Meyer	619
XV. Bemerkung zu dem Aufsatz des Hrn. Dr. T. Exner über die Lösungsfiguren an Krystallflächen; von H. Baumhauer	621
XVI. Ueber die Strahlen des Lichtes, welche das Xanthophyll der Pflanzen zerlegen; von J. Wiesener . . . . .	622
XVII. Selbstthätiges Quecksilberventil; von A. Gawalowski . .	624
XVIII. Bunsen'sche Kohlen-Zink-Batterie mit Selbstentleerung; von Demselben. . . . .	626

(Geschlossen am 8. Januar 1875.)

# Nachweis zu den Figurentafeln.

Taf. I. — Kundt, Fig. 1 u. 2, S. 2; Fig. 3, S. 11. — Quincke, Fig. 4, S. 165; Fig. 5, S. 169; Fig. 6, S. 186; Fig. 7, S. 179; Fig. 8, S. 181. — Baumbauer, Fig. 9 u. 10, S. 77; Fig. 11, S. 78; Fig. 12, S. 79.

Taf. II. — Dvořák, Fig. 1, S. 90; Fig. 2, 3 u. 4, S. 97; Fig. 5, S. 103; Fig. 6, S. 105; Fig. 7 u. 8, S. 107; Fig. 9 u. 10, S. 108; Fig. 11 u. 12, S. 111; Fig. 13, S. 113.

Taf. III. — Lubarsch, Fig. 1, S. 424; Fig. 2, S. 427; Fig. 3, S. 428; Fig. 4, S. 429; Fig. 5, S. 438. — V. v. Lang, Fig. 6 u. 7, S. 450; Fig. 8, S. 433.

Taf. IV. — Neesen, Fig. 1, S. 501; Fig. 2 u. 3, S. 502. — Krebs, Fig. 4, S. 565. — Bauer, Fig. 5, S. 574 u. 580; Fig. 6, S. 580; Fig. 7, S. 584. — Krüfs, Fig. 8, S. 603.



---

I. *Ueber longitudinale Schwingungen und Klangfiguren in cylindrischen Flüssigkeitssäulen;*  
*von A. Kundt und O. Lehmann.*

Mitgetheilt von A. Kundt.

---

Nachdem es mir gelungen war, durch einen longitudinal schwingenden Stab eine cylindrische Luftsäule in energische Mitschwingung zu versetzen und durch Lycopodium oder andere leichte Pulver, welche in die Röhre gebracht wurden, die stehenden Wellen der Luft sichtbar zu machen, lag es selbstverständlich nahe zu versuchen, ob man auf gleiche Weise in einer in einem cylindrischen Rohr eingeschlossenen Flüssigkeit longitudinale Schwingungen und Klangfiguren erzeugen könne.

Meine ersten Bemühungen führten indeß zu keinem Resultat. Seit jener Zeit habe ich die Versuche wiederholt aufgenommen und bei jeder erneuten Beschäftigung mit dem Gegenstand kam ich immer mehr zu der Ueberzeugung, daß der beabsichtigte Zweck müsse zu erreichen seyn. Im Herbst des verflossenen Jahres veranlaßte ich daher Hrn. Stud. Lehmann mit mir die Versuche von neuem zu beginnen. Nach längeren Bemühungen gelang es uns, auf Grundlage der früher von mir gemachten Erfahrungen, zu einem befriedigenden Resultate zu kommen.

Es zeigte sich, daß sich fast ebenso leicht, wie in einer Luftsäule in einer Wassersäule stehende longitudinale Schwingungen und ihnen entsprechende Klangfiguren erzeugen lassen.

Daß eine tropfbare Flüssigkeit, z. B. Wasser, zum Selbsttönen gebracht werden könne, ist bereits von Cagniard de la Tour<sup>1)</sup> und Wertheim<sup>2)</sup> gezeigt worden. Ersterer benutzte zum Erregen der Schwingungen der Flüssigkeiten gleichfalls longitudinal tönende Glasröhren. Letzterem gelang es, offene Orgelpfeifen unter Wasser zum Tönen zu bringen. Gedeckte Pfeifen sprachen unter Wasser nicht an.

Die Methode, mittelst deren es uns gelang, sowohl an den Enden offene, wie geschlossene Wassersäulen in Schwingungen zu versetzen, ist genau dieselbe, welche ich früher für Gase angewandt habe<sup>3)</sup>.

Ein an einem Ende *a* Fig. 1, Taf. I zugeschmolzenes Glasrohr *aa'* wird mit einem festschließenden Kautschuckpropf in ein weiteres Glasrohr *bb'* fest eingesetzt. Das letztere Glasrohr ist am Ende *b* zugeschmolzen, und hat zwei seitliche Ausläufe mit Hähnen, um dasselbe bequem mit einer Flüssigkeit füllen zu können. Das hintere Ende *b* des Flüssigkeitsrohres braucht nicht nothwendig zugeschmolzen zu seyn, man kann dasselbe auch durch einen fest eingesetzten Kautschuckpropfen schließen oder über dasselbe eine Kautschuckmembran binden.

Es schien uns zuweilen wünschenswerth, die Länge des Flüssigkeitsrohres schnell variiren zu können. Hierfür empfiehlt sich folgende einfache Vorrichtung (Fig. 2, Taf. I). Das hintere Ende *b* wird nicht zugeschmolzen, sondern in dasselbe ein gut schließender cylindrischer Kautschuckstopfen gebracht. Letzterer ist durchbohrt und in die Durchbohrung eine einige Decimeter lange Glasröhre mit engem Lumen geführt. Das Glasrohr ist vorn etwas verdickt, so daß der Kautschuckpfropf gegen die Verdickung anliegt; hinter dem Stopfen ist auf das Glasrohr ein kleines Stückchen einer dickwandigen Glasröhre gekittet, so daß beim Vor- und Rückschieben des Röhrchens *c* der

1) *Ann. de chim. et de phys.* T. 56, 1834.

2) Diese *Ann.* Bd. 77.

3) Diese *Ann.* Bd. 127, S. 497.

Stopfen sich mitbewegt ohne auf dem Röhrchen zu gleiten. Die Röhre *c* selbst steht durch einen Schlauch in Verbindung mit einem Gefäß, welches mit der betreffenden Flüssigkeit gefüllt ist. Soll das Flüssigkeitsrohr verkürzt werden, so treibt man den Kautschuckstopfen in dasselbe hinein. Die überschüssige Flüssigkeit tritt dann durch den Schlauch in das Reservegefäß; soll das Rohr verlängert werden, so tritt beim Herausziehen des Stopfens aus dem Reservegefäß hinreichend Flüssigkeit in das Flüssigkeitsrohr. Das tönende Rohr *aa'* wurde gewöhnlich so eingesetzt, daß es seinen zweiten Ton angab, so daß es also mit einem Viertel seiner Länge in das Flüssigkeitsrohr hineinragte.

Die hauptsächlichste Bedingung für das Gelingen des Versuchs — die Bildung kräftiger und regelmäßiger Schwingungen in der Flüssigkeitssäule — ist stets, daß *jede, auch die kleinste, Luftblase*, aus dem mit Flüssigkeit gefüllten Rohr entfernt sey. Luftblasen, welche man kaum noch mit bloßem Auge erkennt, können das Tönen des Apparates völlig hindern. *Enthält die benutzte Flüssigkeit, z. B. Wasser, ein Gas absorbiert, so muß letzteres vorher durch anhaltendes Kochen völlig ausgetrieben werden.* Hat man nämlich das Rohr noch so sorgfältig mit gewöhnlichem, nicht ausgekochtem Wasser gefüllt und sich überzeugt, daß auch nicht das kleinste Luftbläschen vorhanden ist, so treten, sobald man das tönende Rohr kräftig anreibt, im Wasser Luftblasen auf, die sich beim weiteren Anreiben oft beträchtlich vergrößern.

*Es wird die absorbirte Luft durch die Schwingungen aus dem Wasser ausgetrieben.*

Läßt man den Apparat dann längere Zeit ruhig stehen, so verschwinden diese Luftblasen wieder, die Luft wird wieder absorbirt.

Für die Erzeugung guter Klangfiguren in dem Flüssigkeitsrohr ist sodann die Natur des für die Figuren zu verwendenden Pulvers von der größten Bedeutung. Das Pulver muß hinreichend schwer seyn und einen gewissen

Grad von Feinheit besitzen. Von allen Pulvern, die ich bereits früher geprüft habe, hat sich das fein zertheilte Eisen, welches als *ferrum limatum* käuflich ist, als das beste erwiesen. Auch bei unseren letzten Versuchen konnten wir kein besseres Pulver auffinden.

Ueber die Figuren selbst ist wenig zu bemerken. Sie sind denen ganz ähnlich, welche ich früher bei meinen Versuchen mit Gasen beschrieben habe.

Bringt man das Eisenpulver (es ist gut recht wenig zu nehmen), durch Klopfen an den Boden der Röhre, dreht dann das Rohr ein wenig, so daß das Pulver noch eben an der Seite haftet und reibt nun an, so fällt dasselbe an den Bäuchen der schwingenden Wassersäule in Rippungen herunter, während es an den Knoten an der Seitenwand hängen bleibt. Man erhält alsdann die in diesen Annal. Bd. 127, Fig. 1, Taf. V gezeichnete Form.

Vertheilt man das Pulver recht gleichmäßig über die ganze Röhrenwand und erregt zum Tönen, so erhält man die Fig. 2 der citirten Figurentafel.

Die Länge der Staubwellen läßt sich sehr gut in der früher <sup>1)</sup> beschriebenen Weise messen.

Die absolute Lage der Knoten und Bäuche vom hinteren Ende *b* an gerechnet, hängt bei einem und demselben Apparat, wie selbstverständlich, ab von der Art und Weise, wie das Ende *b* geschlossen ist. Ist dasselbe zugeschmolzen, so befindet sich nahe dem Ende ein Knoten. Das Ende ist also als nahezu gedeckt oder fest anzusehen. Ist das Ende mit einem festen Kautschuckkork geschlossen, so rückt der Knoten von dem Ende weiter in das Rohr hinein. Ist bei *b* durch eine Kautschuckmembran geschlossen, so befindet sich hier ein Bauch.

Tönte das ganze System sehr gut, so konnten wir mehrfach beobachten, daß das Wasser direct an dem stoßenden Ende des tönenden Stabes *a* während des Tönens trübe wurde. Da das benutzte Wasser völlig luftfrei war, so können die kleinen Bläschen, welche das Trübwerden be-

1) Diese Ann. Bd. 135, S. 355.

ding  
Sch  
Par  
  
nich  
nen  
  
stim  
Ver  
Kor  
dem  
Klar  
nige  
das  
in d  
der  
keit,  
L  
Ges  
d. i.  
Flüs  
V  
tem  
man  
gew  
einst  
A  
keit  
schw  
Stu  
die S  
orden  
wohl  
direc  
dem  
dage  
Mess

dingen, wohl nur daher rühren, daß bei den intensiven Schwingungen an dieser Stelle das Wasser in viele kleine Parthien zerreißt.

Zuweilen will der Apparat trotz aller Bemühungen nicht gut tönen, es genügt dann meist die Länge des tönenden Stabes oder der Flüssigkeitssäule etwas zu ändern.

Die Staubfiguren in der Flüssigkeitssäule können zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit dienen. Versieht man das Ende  $a'$  des tönenden Rohres mit einem Kork und schiebt über dies Ende ein weiteres Rohr, in dem sich Lycopodium befindet, so erhält man durch die Klangfiguren, die in der Flüssigkeit entstehen und diejenigen, die sich in dem Luftrohr bilden, in welchem sich das Lycopodium befindet, die Wellenlänge *desselben* Tones in der Flüssigkeit und in der Luft. Das Verhältniß beider giebt die relative Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit, bezogen auf die der Luft als Einheit.

Ist  $t$  die Temperatur der Luft, so giebt diese relative Geschwindigkeit multiplicirt mit derjenigen der Luft bei  $t^\circ$  d. i.  $330 \sqrt{1 + \alpha t}$  die absolute Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit bei der betr. Temperatur in Metern.

Wir haben bisher nur einige Versuche mit ausgekochtem Wasser angestellt, hauptsächlich um zu erkennen, ob man Werthe erhalte, die sich denen nähern, welche die gewöhnliche Theorie fordert oder Werthe, die in Uebereinstimmung mit den Versuchen von Wertheim ständen.

Aus der experimentell ermittelten Zusammendrückbarkeit des Wassers ergibt sich theoretisch die Schallgeschwindigkeit bei  $8^\circ$  zu 1437 Meter. Colladon und Sturm fanden im Genfersee bei  $8^\circ$  durch directe Versuche die Schallgeschwindigkeit zu 1435 Meter. Wenn die außerordentlich gute Uebereinstimmung der beiden Werthe auch wohl nur zufällig ist, so ist doch jedenfalls bewiesen, daß directe Versuche keine Zahlen ergeben, die sehr weit von dem theoretischen Werth sich entfernen. Als Wertheim dagegen die Schallgeschwindigkeit des Wassers durch die Messung der Wellenlänge und Schwingungszahlen tön-

der Wassersäulen ermittelte, fand er einen viel kleineren Werth, nämlich als Mittel bei  $15^{\circ}$  1173 Meter. Auch die anderen Flüssigkeiten, in denen er Orgelpfeifen ertönen ließ, ergaben Werthe der Schallgeschwindigkeit, welche gegen die aus der Zusammendrückbarkeit berechneten wesentlich zu klein waren.

Desgleichen fand André<sup>1)</sup> die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Compression in Wasser, welches in einem etwa 600 Meter langen, 0,8 Meter weitem Wasserleitungsrohr enthalten war, zu 897 Meter, und O. E. Meyer<sup>2)</sup> fand dieselbe für Wasser in einem Bleirohr von 7<sup>m</sup> Weite auch 3000 Meter Länge zu ungefähr 1000 Meter.

Gestützt auf seine Versuche glaubte Wertheim bekanntlich behaupten zu können, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einer unbegrenzten Flüssigkeit eine andere seyn müsse, als in einer Säule der gleichen Flüssigkeit. Eine schallleitende oder tönende Flüssigkeitssäule verhält sich nach ihm wie ein fester Stab, d. h. der Druck, welcher beim Tönen an irgend einer Stelle parallel der Axe ausgeübt wird, gleicht sich während der kurzen Zeit der Schwingung nicht nach den Seiten aus.

Indem Wertheim ferner annimmt, daß das Verhältniß der Quercontraction zur Längsdilatation bei festen Körpern und ebenso auch bei den Flüssigkeiten gleich  $\frac{1}{2}$  sey, findet er, daß die Schallgeschwindigkeit in einem cylindrischen festen Stab oder einer Flüssigkeitssäule zu derjenigen in der unbegrenzten Substanz sich verhalte wie  $1 : \sqrt{\frac{3}{2}}$ .

Wertheim glaubte diese Anschauung durch die Gesammtheit seiner Versuche beweisen zu können. Multiplirt man 1173 mit  $\sqrt{\frac{3}{2}}$ , so erhält man in der That 1437 Meter.

Indessen hat schon Helmholtz<sup>3)</sup> gegen die Art und Weise, wie Wertheim seine Versuche auslegte, Beden-

1) *Compt. rend.* 1870, T. 70, p. 568.

2) Diese Ann. Jubelband, S. 1.

3) Fortschritte der Physik, 1848, herausgegeben von der physikal. Gesellschaft in Berlin.



ken erhoben und darauf aufmerksam gemacht, daß die die Flüssigkeitssäule einschließende Wand von nicht unwesentlichem Einfluß seyn müsse. Helmholtz sagt:

„Wir können indessen diese Erklärung der Versuche nicht annehmen, weil der Unterschied der Schallgeschwindigkeit im Stabe und im unbegrenzten Körper wesentlich davon abhängt, daß sich jener nach den Seiten ausdehnen kann, was bei der von der Pfeife aus Messing oder Glas eingeschlossenen Wassermasse in den besprochenen Versuchen nicht der Fall war. Nun ist allerdings eine Messingröhre einer comprimierten Wassermasse gegenüber nicht als so absolut fest anzusehen, wie es bei den Luftschwingungen ist. Schon bei den letzteren erniedrigt sich der Ton der Pfeife, wenn sie aus Holz gefertigt wird und noch mehr, wenn ein Theil der Wand durch eine nachgiebige Substanz, z. B. Pergament ersetzt wird, und etwas Aehnliches muß bei Wasserschwingungen in Messingröhren vorkommen. Indessen kann dieser Einfluß nicht von der Art der Röhre unabhängig seyn, er muß proportional seyn ihrem Radius umgekehrt proportional ihrer Wanddicke und ihrem Elasticitätscoëfficienten. Ob sich die Resultate der Wertheim'schen Versuche dadurch erklären lassen, muß künftigen Untersuchungen vorbehalten bleiben.“

Auch André (l. c. p. 571) macht darauf aufmerksam, daß die Compressibilität der Wände und die Reibung, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erschütterung im Wasser, welches in einem Rohr eingeschlossen ist, beträchtlich beeinflussen könnten.

Die Versuche, die wir mit Wasser angestellt haben, lassen in der That, obgleich die Zahl derselben gering ist, die Wertheim'sche Anschauung als irrig erkennen und bestätigen die oben angegebene Vermuthung, daß Durchmesser und Dicke der Wand von bedeutendem Einfluß auf den Werth der Schallgeschwindigkeit des Wassers sind. Zum Belege mögen die in folgender Tabelle angeführten Versuche dienen. Es bedeutet in derselben  $D$  die Dicke der Glaswand,  $2R$  den Durchmesser des Rohres im Lich-

ten,  $\frac{l}{2}$  die halbe Wellenlänge in der Luft,  $\frac{L}{2}$  die halbe Wellenlänge in Wasser,  $t$  die Temperatur,  $v$  die berechnete Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Wasser bei der angegebenen Temperatur, diejenige in der Luft bei 0° gleich 330 Meter gesetzt.

Bei den Versuchen war das Rohr für die Luftwellen so weit genommen, daß für die Luft die Röhrenwand ohne Einfluß war (cf. d. Ann. Bd. 135, S. 560).

Schallgeschwindigkeit des Wassers, welches in Glasröhren von verschiedenem Durchmesser und verschiedener Wandstärke eingeschlossen ist.

$D$	$2R$	$\frac{1}{2}l$	$\frac{1}{2}L$	$t$	$V$
mm	mm	mm	mm	° Cels.	met.
{ 2,2	28,7	47,6	145,4	18,3	1041,3
{ 2,2	28,7	47,6	145,1	18,5	1039,5
{ 3,0	34,0	41,0	146,9	17,0	1218,6
{ 3,0	34,0	41,0	148,6	17,0	1232,7
{ 3,0	34,0	41,0	148,5	17,0	1231,9
{ 3,0	23,5	28,6	106,1	18,0	1264,0
{ 3,0	23,5	28,6	105,8	18,0	1260,4
{ 3,5	21,0	29,2	116,3	18,5	1358,1
{ 3,5	21,0	29,2	116,2	18,5	1357,0
{ 5,0	16,5	39,3	156,9	18,2	1360,7
{ 5,0	16,5	39,3	157,6	18,2	1366,8
{ 5,0	16,5	39,3	155,8	19,1	1353,3
5,0	14,0	32,4	130,6	22,2	1383,2

Röhren von mehr als 5 Mm. Wandstärke konnten wir bisher nicht anwenden, so daß es also vorerst unentschieden bleibt, ob man bei hinreichender Wandstärke sich demjenigen Werth der Schallgeschwindigkeit nähert, welchen die Theorie fordert.

Es scheint mir übrigens von vornherein nicht wahrscheinlich, daß man sich *vollständig* dem Werth 1435 Meter



bei 0° bei Benutzung von Röhren nähern werde, da es sehr schwer seyn wird, die Durchbiegungen der Wand völlig verschwindend zu machen. Man könnte vielleicht versucht werden, dieselben dadurch zu beseitigen, daß man das Rohr selbst unter Wasser legt. Man erkennt aber bald, daß in diesem Fall die Durchbiegungen der Wand fast ebenso stark stattfinden, wie wenn das Rohr sich in Luft befindet. Es bilden sich in dem umgebenden Wasser Schwingungen, doch sind dieselben derart, daß sie die Bewegung der Wand sehr wenig beeinflussen. Der Versuch ergab demgemäß auch, daß die Wellenlänge eines Tones in dem Wasserrohr sich nicht merklich änderte, mochte das Wasserrohr sich in Luft oder in Wasser befinden.

Aber selbst dann, wenn man die Röhrenwand sehr dick nehmen könnte, so daß Durchbiegungen der Röhrenwand nicht mehr merklich auftreten, wird doch an den Knotenstellen bei den Verdichtungen noch ein Nachgeben der Wand durch wirkliche Compression derselben stattfinden können.

Man denke z. B. an ein Kautschuckrohr von selbst *sehr* beträchtlicher Wandstärke. Durch die von der Flüssigkeit beim Schwingen hervorgebrachte periodische Compression der Wand an den Knoten, muß jedenfalls die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles modificirt werden.

Man könnte vermuthen (cf. André und O. E. Meyer l. c.), daß auch die innere Reibung der Flüssigkeit die Schallgeschwindigkeit nicht unwesentlich verringere. Die nähere Untersuchung ergibt aber, daß die Schallgeschwindigkeit einer Flüssigkeit, welche in einem Rohr eingeschlossen ist, durch die innere Reibung der Flüssigkeit nur unwesentlich modificirt wird. Bei den Röhrendurchmessern und Tonhöhen, welche in den oben mitgetheilten Versuchen benutzt wurden, beträgt die Verminderung der Schallgeschwindigkeit durch die innere Reibung des Wassers nur einige Meter.

Ich habe endlich auch noch versucht zu entscheiden,

ob die Wertheim'sche Auffassung, daß eine schwingende Flüssigkeitssäule sich wie ein fester tönender Stab verhalte, wenn auch nicht völlig, doch bis zu einem gewissen Grade richtig sey, indem ich untersuchte, ob an den Knotenstellen der tönenden Wassersäule Doppelbrechung des Lichtes auftrate.

Es hat schon früher Mach<sup>1)</sup> und in neuerer Zeit Maxwell<sup>2)</sup> gezeigt, daß in sehr zähen Flüssigkeiten bei einer Deformation der Druck, welcher in einer Richtung ausgeübt wird, sich so langsam nach allen Richtungen ausgleicht, daß die Ungleichheit des Druckes nach den verschiedenen Richtungen durch die auftretende Doppelbrechung des Lichts erkennbar wird.

Wäre die Zeit, in der sich ein in einer Richtung im Wasser ausgeübter Druck nach allen Seiten ausgleicht (die Relaxationszeit nach der Benennung von Maxwell), nicht außerordentlich klein, so würde in Folge dessen in der That an den Knotenstellen eine schwache Doppelbrechung des Lichtes, wie in den Knoten longitudinal tönender Stäbe beobachtet werden müssen. Schon Wertheim hat nach einer solchen Doppelbrechung in tönenden Flüssigkeitssäulen vergeblich gesucht (*compt rend.* 1851, T. I, p. 144).

Auch meine Versuche haben ein positives Resultat nicht ergeben.

Man erhält allerdings bei tönendem Wasser, welches sich in einem Glasrohr befindet, an den Knotenstellen Doppelbrechung, während dieselbe an den Bäuchen gering ist, auch sind die Polarisations Ebenen der Doppelbrechung, so wie sie seyn müßten, wenn das Wasser selbst doppelbrechend wäre. Doch rührt diese Doppelbrechung nur von den Durchbiegungen der Wände her. Eliminirt man den Einfluß der Wände, indem man Polarisator und Analysator in die Flüssigkeit selbst bringt oder die Glaswand an zwei gegenüberliegenden Stellen durchbohrt und Kalkspathpris-

1) Diese Ann. Bd. 146, S. 313.

2) Diese Ann. Bd. 151.

men ankittet, so erhält man weder im Wasser, noch auch in zäheren Flüssigkeiten, wie Oel, Glycerin und dergl. Doppelbrechung.

Bei Gelegenheit meiner wiederholten Versuche Flüssigkeitssäulen zum Tönen zu bringen, habe ich noch einige Beobachtungen gemacht, die ich hier kurz mittheile.

Wertheim gelang es nach seiner Angabe erst nach längeren Bemühungen Orgelpfeifen unter Flüssigkeiten zum Tönen zu bringen. Es ist mir nicht bekannt, daß man schon versucht hätte, Zungenpfeifen in Flüssigkeiten ertönen zu lassen. Diefs gelingt außerordentlich leicht. Jede Zungenpfeife kann man, wenn man sie mit einem Schlauch an die Wasserleitung setzt und unter Wasser bringt, durch den Strom der Wasserleitung sehr leicht und rein zum Tönen bringen. Es muß nur der fürs Tönen geeignete Zufluß des Wassers durch Regulirung des Hahnes an der Wasserleitung sehr genau ermittelt werden. Sodann habe ich eine andere sehr einfache Methode gefunden, Luft und Wassersäulen in Schwingung zu versetzen, eine Methode, die sich für die Erzeugung der Staubfiguren der Luft in größeren Dimensionen sehr gut eignet.

Ueber das eine Ende *b* eines Glasrohres *ab* (Taf. I, Fig. 3) binde man recht stramm eine Kautschuckmembran, das andere Ende *a* kann entweder offen oder geschlossen seyn. Sodann setze man auf die Membran ein engeres Glasrohr *cd*, welches bei *c* etwas abgeschliffen ist und blase mit dem Munde stark bei *d* durch das auf die Membran gesetzte Rohr.

Wie schon Marx <sup>1)</sup> gezeigt hat, kommt alsdann die Membran in starke Schwingung und diese Schwingungen versetzen ihrerseits die Luft im Rohr in stehende Oscillationen. Hat man etwas Korkpulver oder Kieselsäure in das Rohr gebracht, so erhält man sehr schöne Luftstaubfiguren. Man kann Röhren von 2 Meter Länge und ein Decimeter Durchmesser nehmen und erhält die Figuren noch vorzüglich.

1) cf. Gehler's physik. Wörterbuch, Bd. 8, Artikel Schall, S. 222.

Der Ton und damit die Staubwellen ändern mit der Art des Anblasens der Membran, doch gelingt es mit einiger Uebung leicht, einen bestimmten Ton zu erhalten.

Will man nur die Schichtungen des Pulvers zeigen, so nimmt man ein  $1\frac{1}{2}$  bis 2 Centim. weites Reagenzglas, schüttet etwas Korkpulver oder Kieselsäure in dasselbe, bindet eine Kautschuckmembran über das offene Ende und bläst an. Man erhält alsdann Schichtungen, die 1 Centim. und mehr in dem Rohr in die Höhe stehen.

Füllt man das Rohr ab Fig. 3, Taf. I mit Wasser, bringt dasselbe unter Wasser und läßt alsdann aus der Wasserleitung einen Strom Wasser durch *cd* gegen die Membran strömen, so ertönt gleichfalls die Membran und damit das in dem Rohr enthaltene Wasser sehr gut. Doch gelang es mir nur unvollkommen in der tönenden Wassersäule Klangfiguren durch Pulver zu erhalten.

Eine jede Membran, selbst eine ziemlich große und dicke, läßt sich übrigens unter Wasser durch einen Wasserstrom, den man aus einem gegen dieselbe gehaltenen Glasrohr oder Kautschuckschlauch strömen läßt, zum Tönen erregen.

Straßburg, den 8. Mai 1874.

## II. Zur Theorie des Segner'schen Kreiselrades; von Dr. H. Buff in Gießen.

Das Segner'sche Kreiselrad besteht in seiner einfachsten Form aus einem hohlen, cylindrischen Rohr aus Eisen oder Messing, welches in horizontaler Lage um eine seine Mitte durchschneidende feste Vertikalaxe drehbar ist. In der Mitte des Rohrs, die Drehaxe desselben umgebend, befindet sich eine Zuflußöffnung, deren Weite derjenigen des

Rohrs wenigstens gleichkommt und durch welche letzteres gefüllt werden kann. Nahe den beiden Enden des Rohrs, in gleichen Abständen von der Axe, ist je eine Seitenöffnung eingeschnitten, beide, der Lage nach, einander entgegengesetzt, durch welche das zufließende Wasser in horizontaler Richtung wieder ausströmt.

Der Zufluß geschieht am zweckmäßigsten wohl von Unten, weil man dadurch bezüglich der Zuleitung des Wassers und der vollständigen Ausnutzung seines Gefalles freie Hand gewinnt, besonders auch der nachtheilige Einfluß der Zapfenreibung, überall da, wo das Kreisrad als Betriebsmaschine dienen soll, bis zu einem sehr kleinen Betrag vermindert werden kann. Den folgenden Betrachtungen liegt zunächst ein Rad dieser Einrichtung zu Grunde.

Die Bewegung des Kreisels wird, wie man weiß, durch die sogenannte rückwirkende Kraft bewirkt. Diese Kraft kommt zur Geltung, sobald das Wasser durch die beiden Mündungen zum Ausfluß gelangt; es entsteht eine Drehung in entgegengesetztem Sinn des Ausflusses, die durch eine Reihe von Beschleunigungen sehr bald gleichförmig wird, wenn die Fallhöhe des Wassers so wie der Widerstand der Zapfenreibung sich unverändert erhalten.

Nachdem die Bewegung gleichförmig geworden ist, sey  $v$  die Geschwindigkeit derselben in den Mittelpunkten der beiden kreisförmigen Ausmündungen des Rohrs,  $V$  die Ausflusgeschwindigkeit des Wassers. Die rückwirkende Kraft ist jetzt ganz verwendet, theils um dem neu zufließenden Wasser, welches in der Mitte des Rohrs, an der Stelle seines Eintrittes noch relative Ruhe besitzt, die Geschwindigkeit  $v$  im Sinne der Drehung einzufloßen, theils um die der Drehung entgegenstehenden Bewegungshindernisse, nämlich Axenwiderstand und Luftwiderstand zu überwinden.

Die Geschwindigkeiten  $V$  und  $v$  sind einander entgegengesetzt. Wenn also auch die Ausflusgeschwindigkeit, bezogen auf die augenblickliche Stellung einer Mündung

in der That  $V$  beträgt, so ist doch die wirkliche Geschwindigkeit des ausgeflossenen Wassers nur  $V - v$ .

Nach dem Princip des Gleichgewichtes zwischen Druck und Gegendruck muß die rückwirkende Kraft der vorwärts gerichteten, d. h. der im Sinne des Ausflusses thätigen Kraft stets gleich seyn. Da nun nach dem Eintritte eines Beharrungszustandes die Wassermenge, welche durch die erstere Kraft beschleunigt wird, derjenigen genau gleich ist, die gleichzeitig zum Ausflusse gelangt, so könnte man erwarten, daß  $v$  schliesslich gleich  $V$  werden müsse. Diese GröÙe der Umdrehungsgeschwindigkeit war jedoch in Folge der Bewegungshindernisse, die einen Theil der rückwirkenden Kraft für sich in Anspruch nehmen, niemals erreicht. Weil überdies bei zunehmender Schnelligkeit der Umdrehung der Luftwiderstand in nahe quadratischem Verhältnisse zunimmt, so muß in allen Fällen bald eine Gränze eintreten, bei welcher einem weiteren Anwachsen von  $v$  keine freie Kraft mehr zur Verfügung bleibt. Beim Eintritte des Beharrungszustandes ist demnach der Unterschied  $V - v$  immer eine positive GröÙe. Es ist einleuchtend, daß wenn das Kreiselrad eine äußere Arbeit verrichten soll, der Werth  $v$  die bezeichnete Gränze überhaupt nicht erreichen darf.

Könnten die beiden Geschwindigkeiten  $V$  und  $v$  einander gleich werden, so müßte das Wasser im Augenblick seines Austritts aus den Oeffnungen nach der Richtung der Ausflugs geschwindigkeit zur wirklichen Ruhe gelangen und senkrecht abfallen. Ein solcher senkrechter Abfall, der sich unter dem Eindruck der discontinuirlichen elektrischen Beleuchtung sehr leicht würde erkennen lassen, wird niemals beobachtet, wenn auch eine Verminderung der wirklichen, horizontalen Geschwindigkeit sich bei rascher Umdrehung deutlich wahrnehmen läßt. Bei sehr langsamer Umdrehung bildet der ausfließende Strahl eine Tangente des Kreises, welchen die Oeffnungen beschreiben. Seine parabolische Bahn fällt in die durch die Tangente gelegte Vertikalebene. Geht aber die Drehung bei unge-



änderter Höhe des Gefälles mit großer Geschwindigkeit vor sich, so erscheint zwar die Gestalt des Strahls noch immer parabolisch, aber dieser Parabelbogen fällt nicht mehr in eine senkrechte Ebene, sondern verläuft sich, mehr und mehr bei zunehmender Geschwindigkeit auf einer senkrechten Cylinderoberfläche, von welcher der Umdrehungskreis der Oeffnungen die Basis bildet. Nur unter der Bedingung  $v = V$  würden die niedersinkenden Wassertropfen nirgends aus dieser Cylinderfläche heraustreten können, während unter der elektrischen Beleuchtung betrachtet, der Durchmesser des Cylinders immer etwas größer erschien.

Bei gegebener Fallhöhe des Wassers wächst bekanntlich die Ausflußmenge mit der Zunahme der Umdrehungsgeschwindigkeit und man weiß, daß diese Erscheinung auf einer Wirkung der Centrifugalkraft beruht, durch welche gleichsam das Gefälle vergrößert wird. Die Schwungkraft eines rotirenden Körpers, dessen Umlaufszeit mit  $t$  bezeichnet wird, beträgt, wie bekannt

$$P = \frac{4\pi^2}{gt^2} rp.$$

In diesem Ausdrucke bedeutet  $p$  das Gewicht des Körpers,  $r$  den Abstand seines Schwerpunkts von der Drehaxe.

Beziehen wir nun  $P$  auf je eine Hälfte des rotirenden cylindrischen Rohrs, dessen ganze Länge  $2l$  und dessen Querschnittsfläche im Lichten  $f$  betragen mag, so ist (wenn das Gewicht der Volumeneinheit Wasser  $= 1$  gesetzt wird),

$p = fl$  und  $r = \frac{l}{2}$ , folglich  $rp = \frac{fl^2}{2}$ . Vergleicht man die Schwungkraft mit dem Drucke einer Wassersäule von der Höhe  $h$  und der Basis  $f$ , so ergibt sich

$$P = hf = \frac{4\pi^2 \cdot fl^2}{2gt^2} = \left(\frac{2\pi l}{t}\right)^2 \frac{f}{2g},$$

und in Betracht, daß die Rotationsgeschwindigkeit der Oeffnungen  $v = \frac{2\pi l}{t}$  beträgt,

$$h = \frac{v^2}{2g},$$

d. h. die Centrifugalkraft vermehrt den hydrostatischen Druck um die Höhe einer Wassersäule  $h$ , von welcher das Wasser herabfallen müßte, um eine Geschwindigkeit annehmen zu können, gleich derjenigen, womit die Ausmündungen des Kreisels sich umdrehen.

Die Ausflusgeschwindigkeit des Wassers aus dem rotirenden Kiesel ist demnach, für den Fall einer Oeffnung in dünner Wand

$$V = \sqrt{2g(H+h)} = \sqrt{2gH + v^2}.$$

Als Ausflußmenge in einer beliebigen Zeit  $T$  erhält man:

$$M = 0,785 \mu \delta^2 T \sqrt{2g(H+h)}.$$

Für eine gegebene Ausflußmenge und Oeffnungsweite ergibt sich folglich

$$\frac{M}{0,785 \cdot \mu \delta^2 \sqrt{2g}} = A = T \sqrt{H+h}$$

und

$$A^2 = T^2 (H+h).$$

Läßt man demnach durch dieselbe Oeffnung, unter verschiedenen Druckhöhen immer dieselbe Wassermenge ausströmen, so ergeben sich die Gleichungen

$$A^2 = T^2 H = T'^2 H' = T''^2 H'' \text{ usw.},$$

aus welchen, wenn die Zeiten und wenigstens in einem Falle die Druckhöhe gemessen sind, die übrigen Druckhöhen sich ableiten lassen.

Einige hierher gehörige Versuche sind auf folgende Art ausgeführt worden. Das Rohr des Kreisels hatte, von Oeffnung zu Oeffnung, eine Länge von 5 Decimeter. Die Oeffnungen waren gleich weit und hatten jede 3<sup>mm</sup>,5 Durchmesser. Das Wasser strömte, wie schon bemerkt worden, in der Mitte des Rohrs von Unten zu und zwar durch eine Oeffnung von 12<sup>mm</sup> Durchmesser. Ein noch weiterer Gummischlauch vermittelte die Zuführung des Wassers aus einem nahestehenden cylindrischen Glasgefäße von 17 Centimeter Weite. Dieser Behälter konnte, ohne daß es nöthig wurde, die Länge des Verbindungsrohrs zu ändern, auf verschiedene Höhen gestellt werden und war beim Beginn eines jeden Versuchs mit Wasser ganz angefüllt.



Man ließ ausfließen so lange, bis sich der Spiegel um 152<sup>mm</sup> gesenkt hatte; eine Senkung, die an dem Glasgefäß vorbemerkt worden war und deren Eintritt sich, da die Bewegung langsam erfolgte, bis auf eine halbe Secunde genau feststellen ließ.

Das Mittel des anfänglichen und des zuletzt beobachteten Höhenstandes wurde als mittlere statische Druckhöhe in Rechnung genommen. Dieselbe ist in der folgenden Tabelle mit  $H$  bezeichnet. Die Höhenunterschiede von der Mitte der Ausflußöffnungen (beide auf gleiches Niveau gerichtet) bis zum jedesmaligen Spiegel des Wasserbehälters wurden mittelst senkrecht stehenden Maßstabs und Fernrohrs, die Ausflußzeiten mittelst eines Secundenzählers gemessen.

In der folgenden Tabelle sind die Ausflußzeiten unter verschiedenen Druckhöhen bei fest gehaltenem Rohr zusammengestellt. Sie dienen zur Bestimmung der Constanten  $A^2 = HT^3$ .

Wasserdruck- höhe		Mittel- werth	Ausfluß- zeit	Berechn. Werth von	Unter- schied.
Anfangs	Zuletzt	$H^{mm}$	$T$ Secund.	$H$	
411 <sup>mm</sup>	259 <sup>mm</sup>	335 <sup>mm</sup>	106 <sup>"</sup>	344 <sup>mm</sup>	+ 9 <sup>mm</sup>
624	472	548	83	560	+12
827	675	751	72	745	— 6
984	832	908	65,5	900	— 8
1081	929	1005	63	996	— 9
1709	1557	1633	48,5	1633	

Aus diesen Beobachtungen ergab sich als Mittelwerth der Constanten  $A^2 = 3868000$ . Mit Hülfe dieser Zahl sind die Werthe der fünften Spalte berechnet worden.

Die Zahlen der folgenden Tabelle beziehen sich auf Versuche, bei welchen das Rohr sich in drehender Bewegung befand. Die Ausflußzeit, d. h. diejenige Anzahl Secunden, während deren Verlauf das Niveau sich um 152<sup>mm</sup> senkte, wurde wie vorher gemessen. Die mittlere Druckhöhe ergab sich dann aus der Gleichung  $H + h = \frac{A^2}{T^3}$ .

$H$  bedeutet die wirkliche mittlere Druckhöhe vor dem Beginn der Drehung, sowie dieselbe nach den vorhergehenden Versuchen ermittelt worden war;  $h$  bezeichnet den durch die Schwingkraft bewirkten Zusatz.

$H_{\text{neu}}$	$T''$	$H + h$	$h$
344	77	652	308
560	59	1110	550
745	46,5	1787	1042
900	43	2089	1189
996	42,5	2189	1193
1633	39,33	2497	863

Da die Ausflusgeschwindigkeit  $V$  der Wurzel aus  $H + h$ , die Umdrehungsgeschwindigkeit  $v$  der Wurzel aus  $h$  proportional ist, so erkennt man, daß die letztere die erstere niemals erreichen kann. Aus den vorstehenden Versuchen ist ferner ersichtlich, daß bei zunehmender statischer Druckhöhe,  $v$  im Vergleiche zu  $V$  mehr und mehr zurückbleibt. Der Grund ist hauptsächlich darin zu suchen, daß bei zunehmender Schnelligkeit der Drehung der Luftwiderstand sich in einem rasch steigenden Verhältnisse vermehrt. Die Zahlen des letzten Versuchs sind indessen mit den vorhergehenden nicht genau vergleichbar, weil wegen der beträchtlich größeren Höhe des anfänglichen Wasserstands bei diesem Versuche ein Verbindungsrohr von bedeutend größerer Länge in Anwendung kommen mußte.

Es ist einleuchtend, daß wenn das Kreiselrad die Bestimmung hat, einen Theil seiner Kraft nutzbar nach Außen zu machen, seine Geschwindigkeit hinter dem Maximum  $v$ , bei dessen Eintritt die rückwirkende Kraft durch innere Arbeit und durch Bewegungshindernisse vollständig in Anspruch genommen wird, zurückbleiben muß. Angenommen es sey  $V'$  diese geringere Umdrehungsgeschwindigkeit im Abstände  $\frac{l}{2}$  von der Drehaxe, es sey ferner  $V$  die Ausflusgeschwindigkeit und  $M$  die Ausflusmenge, so ist

$$\frac{MV'}{2g}$$

das ganze Arbeitsmafs des ausfließenden Wassers;

$$\frac{M V'^2}{2g}$$

der für innere Arbeit verwendete Theil desselben, d. h. diejenige Arbeit der rückwirkenden Kraft, durch welche dem zufließenden Wasser die Geschwindigkeit  $V'$  im entgegengesetzten Sinn des Ausflusses eingeflößt wird.

Nun ist vorher gezeigt worden, daß

$$\frac{V^2}{2g} = H + h,$$

daß ferner

$$\frac{V'^2}{2g} = h;$$

es bleibt folglich zur Ausführung äußerer Arbeiten, wie Ueberwindung der Zapfenreibung und des Luftwiderstandes und Erzielung nützlicher Arbeit, der Unterschied

$$M \frac{V^2 - V'^2}{2g} = M(H + h - h) = MH,$$

d. h. derjenige Theil des Arbeitsmafses, welcher zur Uebertragung nach Außen zur Verfügung steht, ist *gleich der Ausflußmenge multiplicirt mit dem statischen Gefälle des Wassers.*

Durch die Schwungkraft wird die Ausflußmenge vergrößert, ähnlich wie durch vergrößerte Weite der Ausmündungen. Auf den Effect des wirklich ausgeflossenen Wassers hat die Schwungkraft keinen Einfluß.

Wenn die Größe der Ausflußmenge bestimmt und danach der Durchmesser des Zuflußrohrs in der Art ermesen ist, daß nur ein kleiner, im Voraus festgesetzter Theil des Gefälles zur Ueberwindung der hydraulischen Reibung nothwendig wird, kann jene Wassermasse innerhalb gewisser Gränzen, eben so wohl durch vermehrte Umdrehungsgeschwindigkeit bei gegebener Oeffnungsweite, wie durch vermehrte Weite der Oeffnungen bei gegebener Geschwindigkeit zum Ausflusse gelangen.

Da die ganze Arbeitsgröße  $MH = V'p$  unter der gegebenen Voraussetzung eine constante ist, so könnte es

gleichgültig scheinen, welche Geschwindigkeit dem Kreisel ertheilt wird. Bedenkt man aber, daß bei zunehmender Geschwindigkeit der Rotation der Widerstand der Luft in steigendem Verhältnisse sich vermehrt, so erscheint es rathsam, dem Rohr, so weit thunlich, nur eine mäßige Geschwindigkeit zu gestatten.

Es ist auffallend, daß das Segner'sche Kreiselrad, ungeachtet des bedeutenden Nutzeffectes, den es verspricht, bisher doch nur seltene Anwendung gefunden hat.

Der Segner'sche Kreisel, in Verbindung mit der bekannten hydraulischen Stofswage <sup>1)</sup>, bietet ein sehr einfaches und bequemes Mittel die rückwirkende Kraft direct zu messen.

Man verschließt zu diesem Zweck die eine Ausmündung des zweiarmigen Kreiselrohrs und richtet den der andern Mündung gegenüberstehenden Punkt der Röhrenwand genau gegen den Stofspunkt der Wage. So wie dann unter constantem Drucke der Ausfluß beginnt, werden Gewichte auf die Wagschaale gelegt, so lange bis das Gleichgewicht sich hergestellt hat. Da die Wage gleicharmig ist <sup>2)</sup>, so geben die aufgelegten Gewichte unmittelbar die GröÙe der rückwirkenden Kraft.

Durch Umkehrung des Verfahrens, d. h. indem man unter gleicher Druckhöhe den ausfließenden Strahl gegen den Mittelpunkt der Stofßfläche richtet und wieder durch Beschwerung der Wagschaale das Gleichgewicht herstellt, erfährt man die GröÙe des unter denselben Bedingungen erfolgenden hydraulischen Drucks.

Auf diese Weise sind die folgenden Zahlen gefunden worden.

1) Pogg. Ann. Bd. 137, S. 497, Taf. VIII, Fig. 1 und 2.

2) A. a. O. S. 502,

Fallhöhe des ausfließenden Wassers Millimeter	Rück- wirkende Kraft Gramme	Beobacht. hydraulischer Druck Gramme	Berechn. <sup>1)</sup>
736	9,3	10,5	10,62
886	12,0	13,0	12,78
1040	14,5	15,0	15,01

Die rückwirkende Kraft stellt sich in diesen drei Fällen etwas geringer heraus als der hydraulische Druck.

Es darf jedoch nicht unberücksichtigt bleiben, daß jene die Zapfenreibung zu überwinden hatte, welche, nach dem Verhältnisse der Hebelarme auf den Abstand der Ausmündung von der Drehaxe reducirt, mit ungefähr  $\frac{1}{10}$  ihres wirklichen Betrags in Rechnung genommen und zwar dem beobachteten Gewichte zugezählt werden muß. Die Zapfenreibung nimmt übrigens zu Folge der besonderen Einrichtung des Apparates, nämlich des Zuflusses des Wassers von Unten, bei zunehmender Druckhöhe mehr und mehr ab und dieß zeigte sich auch bei den vorstehenden Versuchen. Aus den letzteren geht also in unzweideutiger Weise hervor, daß rückwirkende Kraft und hydraulischer Druck ein und derselben Ausflußmenge einander gleich sind, ganz so, wie es nach dem Princip des Gleichgewichtes zwischen Druck und Gegendruck vorauszusehen war.

1) Zur Berechnung des hydraulischen Drucks diente das Erfahrungsgesetz, daß die Größe desselben der Fallhöhe proportional ist.

### III. Ueber den elektrischen Rückstand; von A. Wüllner.

#### §. 1.

Die beiden streitigen Theorien über die elektrische Rückstandsbildung, welche bei jedem elektrischen Condensator mit starrem Isolator stattfindet, kann man kurz dahin charakterisiren, daß die eine, ursprünglich von Kohlrausch <sup>1)</sup> aufgestellte, später von Hrn. Clausius <sup>2)</sup> genauer behandelte, als die Ursache des Rückstandes den durch die Influenz in dem Isolator erregten elektrischen Zustand ansieht, während die andere, jetzt besonders von Hrn. von Bezold <sup>3)</sup> vertretene, annimmt, die Elektricität dringe von den Belegungen in den Isolator ein. Nach der erstern vermindert der in dem Isolator erregte polare Zustand das Potential der Elektricität auf den Belegungen; bei der Entladung bleibt deshalb auf den Leitern eine gewisse Menge Elektricität zurück, so daß im Momente der Entladung das Potential der auf den Belegungen vorhandenen Elektricität und der durch Influenz in dem Isolator geschiedenen auf den Belegungen gleich Null wird. In dem Maasse wie in dem Isolator die geschiedenen Elektricitäten sich vereinigen oder der polare Zustand verschwindet, muß dann das Potential auf den leitenden Belegungen wieder wachsen, somit der Rückstand auftreten. Die zweite Theorie nimmt an, daß die Rückstandsbildung Folge eines Eindringens der auf den Belegungen gebrachten Elektricität in den Isolator ist; es ist also im Isolator in der Nähe der positiven Belegung freie positive, in der Nähe der negativen Belegung freie negative Elektricität vorhanden. Im Momente der Entladung muß deshalb das Potential auf den Be-

1) Kohlrausch, Pogg. Ann. Bd. XCI.

2) Clausius, Abhandl. zur mechan. Wärmetheorie II. S. 155.

3) von Bezold, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII.

gung  
der  
geng  
dadu  
ebene  
her  
E  
die  
sich  
nur  
Gang  
wied  
im M  
such  
toren  
von  
torp  
das  
besti  
Vor  
bene  
Lad  
der  
etwa

zur  
thod  
such  
thod  
lekt  
Isol  
das  
geg  
Apr  
1)



gungen dadurch Null werden, daß dieselben eine gewisse, der ursprünglichen Ladung dem Vorzeichen nach entgegengesetzte Ladung erhalten. Der Rückstand tritt dann dadurch wieder auf, daß diese entgegengesetzte Ladung ebenso in den Isolator wieder eindringt und daher die vorher eingedrungene Elektrizität wieder hervortritt<sup>1)</sup>.

Eine Entscheidung zwischen den beiden Theorien, welche die bisherigen Versuche noch nicht geliefert haben, läßt sich experimentell äußerst einfach erreichen; es ist dazu nur nöthig, daß man anstatt, wie es bisher geschah, den Gang der disponibeln Ladung und den nach und nach wieder auftretenden Rückstand zu beobachten, direct den im Momente der Entladung vorhandenen Rückstand untersucht. Man kann das sehr leicht, indem man Condensatoren anwendet, welche gestatten, beliebig die Belegung von den Isolatoren zu trennen. Entfernt man die Kollektorplatte in dem Momente der Entladung, so läßt sich direct das Potential der auf derselben vorhandenen Elektrizität bestimmen. Nach der ersteren Theorie muß dann das Vorzeichen der auf der Platte vorhandenen zurückgebliebenen Ladung dasselbe seyn, wie das der ursprünglichen Ladung, nach der zweiten muß dagegen das Vorzeichen der Ladung das entgegengesetzte seyn, die ursprünglich etwa positiv geladene Platte muß negativ elektrisch seyn.

## §. 2.

Ich habe in dem vergangenen Winter von Hrn. Urbani zur Untersuchung der Influenz auf Nichtleiter eine Methode anwenden lassen, welche den eben angedeuteten Versuch direct anzustellen gestattete. Das Princip dieser Methode ist die Anwendung von Condensatoren, deren Kollektorplatte aus Metall, deren Condensatorplatte aus einem Isolator besteht und die Beobachtung der Aenderung, welche das elektrische Potential auf der Kollektorplatte durch den gegenübergestellten Isolator erfährt. Die Anordnung des Apparates schließt sich derjenigen an, welche Kohlrausch

1) von Bezold u. a. O.

ursprünglich seinem Condensator gegeben hat. An den horizontalen Arm eines galgenförmigen Gestelles hängt horizontal schwebend eine Metallplatte; dieselbe ist durch drei dünne, vorsichtig gefirniste Glasstäbchen von 25 Centm. Länge an ein Messingdreieck gehängt; dieses letztere hängt an zwei feinen Kupferdrähten, welche über zwei neben einander oben auf dem Galgen angebrachten Rollen geführt sind. Hinter den Rollen sind die beiden Drähte durch eine Querleiste verbunden, an welcher eine seidene Schnur befestigt ist; diese ist über eine Rolle geführt, die an der Kante, in der der verticale Ständer und der horizontale Arm des Galgens zusammentreffen, so angebracht ist, daß die Seidenschnur den beiden Kupferdrähten oben parallel ist. An dem verticalen Ständer des Gestells sind zwei Haken angebracht, in welche ein an die Seidenschnur befestigter Ring eingehängt werden kann, so daß sich die Metallplatte in zwei bestimmten Höhen, deren Differenz etwas mehr als 10 Centm. beträgt, festhalten läßt. Der Haken, welcher die Platte in ihrer tiefsten Lage festhält, ist mit Stellschraube in verticaler Richtung verschiebbar, so daß sich die tiefere Lage um etwa 1 Centm. in ihrer Höhe variiren läßt. Um die Metallplatte immer in genau horizontaler Lage erhalten zu können, waren die sie tragenden Glasstäbchen an Schraubenspindeln aufgehängt, welche durch auf dem Messingdreieck liegende Muttern gehoben und gesenkt werden konnten. In der Mitte der Metallplatte war ein dünnes verticales Messingstäbchen angebracht, von welchem ein feiner Platindraht zu einem Sineuselektrometer führte. Der Draht war so fein, er hatte etwa 0<sup>mm</sup>,05 Durchmesser, daß er die auf- oder niedergehende Platte in ihrer Bewegung gar nicht störte.

Unterhalb der schwebenden Platte stand ein ganz aus Glas gefertigtes Stativ. Auf einer großen dreieckigen mit Stellschrauben versehenen Glasplatte standen drei 10 Centm. hohe Glassäulchen, Glasröhren, welche innen und außen mit Siegelack überzogen waren. Dieselben trugen eine Glasplatte, welche auf denselben horizontal, mit Siegelack



befestigt war. Auf die Glasplatte war mit einem Kitte aus Harz und Wachs ein 1,3 Centim. hoher Glasring gekittet, dessen äußerer Durchmesser, 12 Centim., genau gleich dem Durchmesser der darüber schwebenden Metallplatte ist. Der Glasring mit der Bodenplatte bildete so ein 1,3 Centim. tiefes Gefäß, welches zur Untersuchung der Influenz auf Flüssigkeiten mit solchen gefüllt werden konnte. Dasselbe bildete dann mit der darüber schwebenden Metallplatte einen Condensator, dessen Condensatorplatte die 1,3 Centim. dicke Flüssigkeit in dem Gefäß war. Um die Flüssigkeit dann eventuell mit der Erde in leitende Verbindung bringen zu können, war die Bodenplatte in der Mitte durchbohrt und in diese Durchbohrung eine Röhre eingekittet, die mit einem Stopfen geschlossen werden konnte. Zur Herstellung der Ableitung konnte man dann das Gefäß mit einem Kautschukschlauch mit anderen daneben gestellten, etwa mit Trichtern verbinden, welche dieselbe Flüssigkeit enthielten, die als Condensatorplatte benutzt werden sollte. Ein mit den Gasleitungen des Laboratoriums verbundener Draht tauchte dann zur Herstellung der Ableitung in die Flüssigkeit des seitlich aufgestellten Trichters.

Andererseits konnte dieser Glasring auch zur Unterlage von irgend welchen Platten dienen, auf welche die obere geladene Platte influenzierend einwirken sollte. Wenn diese Platten sorgfältigst isolirt werden sollten, so wurden auf den oberen Rand des Glasringes zunächst drei Schellacktropfen gebracht, auf welche man dann die zu untersuchende Platte legte.

Wie man mit dieser Anordnung die Influenz auf Nichtleiter untersuchen kann, ergibt sich sofort. Man ladet die obere mit dem Sinuselektrometer verbundene Platte in ihrer höchsten Lage und mißt ihr Potential am Sinuselektrometer. Dann läßt man die geladene Platte bis zu einer genau bestimmten Entfernung von der Flüssigkeitsoberfläche oder von der auf dem Glasring liegenden Platte oder auch bis zur Berührung derselben herab und verfolgt den

Gang des Potentials der Metallplatte am Sinuselektrometer. Findet eine influenzirende Wirkung auf den Nichtleiter statt, so muß das Potential der geladenen Platte kleiner werden und zwar in dem Maasse, wie die Influenzierung in der Flüssigkeit oder der nichtleitenden Platte vorschreitet, so daß man an dem Gange des Potentials der influenzirenden Platte die Abhängigkeit der Influenz von der Zeit genau verfolgen kann. Ueber die nach dieser Methode erhaltenen Resultate wird Hr. Urbani anderweitig berichten.

### §. 3.

Zur Ausführung des oben angedeuteten für die Theorie des Rückstandes entscheidenden Versuchs wurde die erwähnte an dem Galgen hängende Platte als abnehmbarer Beleg einer Franklin'schen Tafel benutzt. Es wurde auf den Glasring eine Messingplatte gelegt und durch einen Draht mit der Erde ableitend verbunden, deren Durchmesser genau gleich war demjenigen der darüber schwebenden Platte. Als isolirende Zwischenschichten wurden gefirniste Glasplatten von verschiedener Dicke, theils Spiegelglasplatten, theils die Bruchstücke einer zerbrochenen Scheibe einer Influenzmaschine benutzt. Zunächst wurde bei den Versuchen so verfahren, daß die schwebende Metallplatte durch eine geriebene Porcellanröhre mit positiver Elektricität geladen wurde, so daß die am Sinuselektrometer beobachtete Ablenkung etwa  $85^\circ$  betrug. Dann wurde die geladene Platte herabgelassen bis sie auf der unten liegende Glasplatte auflag. Das am Sinuselektrometer gemessene Potential der Platte wurde sofort außerordentlich vermindert, so daß die Ablenkung am Sinuselektrometer bei Platten bis zu 6<sup>mm</sup> Dicke schon nach der ersten Minute nur mehr weniger als  $1^\circ$  betrug und deshalb der Gang der disponibeln Ladung kaum mit Sicherheit zu beobachten war. Um indeß ein Bild dieses Ganges zu geben, theile ich einige so mit einer Spiegelglasplatte von 8<sup>mm</sup> Dicke erhaltenen Reihen mit, bei welcher gleichzeitig der Einfluß

der Zerstreuung auf den Gang der disponibeln Ladung beobachtet wurde. Zu dem Zwecke wurde die geladene Platte eine Zeit lang auf der Glasplatte liegen gelassen, dann ohne Entladung aufgezogen und die dann noch in der Platte vorhandene Ladung gemessen. Es ergab sich dann der Bruchtheil der ursprünglichen Ladung der in der ganzen Zeit verschwunden war, und es konnte daraus unter Voraussetzung eines constanten Zerstreuungscoëfficienten an jeder der beobachteten disponibeln Ladungen die Correction wegen der Zerstreuung angebracht werden. Die disponibeln Ladungen wurden von Minute zu Minute beobachtet und bei der Berechnung der Correction wegen der Zerstreuung vorausgesetzt, daß in jeder Minute derselbe Bruchtheil der am Ende der Minute beobachteten Ladung durch Zerstreuung verloren gegangen sey. Die vollständige Mittheilung einer Beobachtungsreihe und deren Berechnung wird dieselbe am besten hervortreten lassen.

Gang der disponibeln Ladung bei einer gefirniften Spiegelglasplatte  
von 8<sup>mm</sup> Dicke.

Zeit in Minuten	Ablenkung am Elektrometer $\alpha$	$\frac{1}{2} \log \sin \alpha$	
0	85°	0,99917 — 1	Moment des Her- ablassens
1	1 28'	0,20408 — 1	
2	1	0,12042 — 1	
3	50	0,08134 — 1	
4	40	0,03288 — 1	
5	32	0,98443 — 2	
6	26	0,93934 — 2	
7	21	0,89297 — 2	
8	20	0,88237 — 2	
⋮	⋮		
13	14	0,80297 — 2	
⋮	⋮		
16	10	0,73186 — 2	Platte wieder auf- gezogen
17	64 20	0,97744 — 1	
18	58 54	0,96630 — 1	

Aus den beiden letzten Beobachtungen ergibt sich für den Logarithmus des Potentials der aufgezogenen Platte am Ende der 16. Minute als die Platte wieder aufgezogen wurde, indem man die Differenz der beiden letzten Werthe zu dem Werthe am Ende der 17. Minute addirt 0,98858. Der Logarithmus des Potentials hat sich somit in 16 Minuten um 0,01059 oder für die Minute um 0,00066 vermindert. Wir erhalten deshalb die Logarithmen der Potentialwerthe, welche ohne Zerstreuung beobachtet worden wären, indem wir für jede Minute einmal 0,00066 zu den beobachteten Logarithmen, zu dem für die 5. Minute beobachteten Werthe z. B. also 5 · 0,00066 addiren.

Die Beobachtung für die Zeit 0 giebt den Werth des Potentials für die einzeln schwebende Platte; um daraus den Werth des Potentials beim Beginne der Rückstandsbildung zu erhalten, muß man das Potential der Platte kennen, wenn sie ohne Zwischenlegung des Glases in der gleichen Entfernung von 8<sup>mm</sup> der zweiten abgeleiteten Platte gegenüberhängt. Zu dem Ende wurde das Verhältniß der Potentiale  $v'_0$ , wenn die Platte der abgeleiteten bis auf 8<sup>mm</sup> genähert war, und  $v$ , wenn die Platte isolirt schwebte, direct bestimmt. Vier Versuche ergaben

$$\frac{v'_0}{v} = 0,6565 \dots 0,6513 \dots 0,6580 \dots 0,6505$$

Mittel 0,6541.

Hiernach ergeben sich für die Potentiale  $v'$  in den verschiedenen Minuten folgende Werthe

Zeit in Minuten	$\log v'$	$v'$	$\frac{v'}{v'_0}$	$\frac{v'}{v'_0}$	$\frac{v'}{v'_0}$
0	0,81481 — 1	0,6528	10	10	10
1	0,20474 — 1	0,1602	2,450	2,244	2,380
2	0,12176 — 1	0,1323	2,027	2,000	2,000
3	0,08332 — 1	0,1211	1,855	1,715	1,772
4	0,03552 — 1	0,1085	1,662	1,601	1,590

Zeit in Minuten	$\log v'$	$v'$	$\frac{v'}{v'_0}$	$\frac{v'}{v'_0}$	$\frac{v'}{v'_0}$
5	0,98773 — 2	0,0972	1,489	1,471	1,500
6	0,94330 — 2	0,0877	1,344		
7	0,89759 — 2	0,0789	1,210		
8	0,88765 — 2	0,0772	1,182		
13	0,81355 — 2	0,0651	0,9971		
16	0,74242 — 2	0,0552	0,8464		

Die vierte Columne, und ebenso die beiden letzten aus andern Beobachtungsreihen in derselben Weise abgeleitet, welche die Potentialwerthe in den verschiedenen Minuten auf jene zur Zeit 0 bezogen, geben, lassen den Gang der disponibeln Ladung übersichtlich erkennen. Man sieht, daß bei diesem Glase der Gang der disponibeln Ladung im großen und ganzen derselbe ist, wie ihn auch Herr von Bezold beobachtet hat. Er ist allerdings ein wesentlich anderer als der von Kohlrausch beobachtete, selbst wenn man nicht von dem Potentialwerthe zur Zeit Null ausgeht, sondern die disponible Ladung zur Zeit 1 Min. als Ausgangspunkt nimmt. So giebt Kohlrausch z. B. bei einer Beobachtungsreihe die disponible Ladung nach der ersten Minute (59") zu 1,264, nach fast 16' (935") zu 0,925, während sie hier in derselben Zeit von 2,45 bis zu 0,84 abnimmt. Es muß darnach das Glas von Kohlrausch ein ganz anderes gewesen seyn als alles von mir benutzte. Denn bei allen von mir benutzten Gläsern war die Abnahme der disponibeln Ladung eine viel raschere wie bei Kohlrausch. Die langsamste Abnahme, bei einer mit einer sehr dicken Firnißschicht bedeckten Scheibe von 2<sup>mm</sup>,4 Dicke ging immer von 1,25 am Ende der ersten auf 0,74 am Ende der 16. Minute.

Zur Prüfung des Rückstandes wurde die Kollektorplatte, nachdem sie mehr oder weniger lange Zeit auf der Glasplatte gelegen, mit der Erde in leitende Verbindung

gebracht, indem man den Knopf des Sinuselektrometers einen Moment mit einem Drahte berührte, der mit den Gasleitungen des Laboratoriums in Verbindung war, und dann sofort in die Höhe gezogen. Man nähert dann langsam der gehobenen Platte die geriebene Porcellanröhre; hat der Rückstand dasselbe Vorzeichen, wie die ursprüngliche Ladung, so muß die im Sinuselektrometer beobachtete Ablenkung der Nadel größer werden, hat der Rückstand das entgegengesetzte Vorzeichen, so muß die Ablenkung der Nadel des Sinuselektrometers abnehmen.

Das Resultat dieser Versuche war stets, daß der Rückstand mit der ursprünglichen Ladung das gleiche Vorzeichen besaß, der Rückstand der positiv geladenen Platte war stets positiv, ein Beweis, daß die Bildung desselben der Influenz des influenzirten Isolators auf die geladene Platte zuzuschreiben ist.

#### §. 4.

Dieselbe Regelmäßigkeit in dem Vorzeichen des Rückstandes zeigte sich aber nicht mehr als stärkere Ladungen angewandt wurden. Zur Herstellung solcher Ladungen wurde die Collectorplatte auf die Glasplatte herabgelassen und dann mit einem bestimmten Secundenschlage mit dem Knopfe einer geladenen Leydener Flasche in Verbindung gesetzt. Die Rückstandsbildung wurde dann auch in den meisten Fällen durch Beobachtungen von Minute zu Minute verfolgt, und dann in derselben Weise wie vorhin der Rückstand seinem Vorzeichen nach bestimmt.

Bei den dickeren gefirniften Glasplatten, bis zu 2<sup>m</sup>,4 herab war auch dann das Resultat der Versuche dasselbe, wie auch dort, wo eine Vergleichung möglich war, der Gang der disponibeln Ladung im wesentlichen derselbe war. Um auch hier zur Bestimmung des Ganges der disponibeln Ladung die Zerstreuung in Rechnung ziehen zu können, wurde vor den einzelnen Beobachtungsreihen an den



zu untersuchenden Platten mit schwachen Ladungen in der vorhin beschriebenen Weise die Zerstreuung direct beobachtet und dann zur Anstellung der eigentlichen Beobachtungen so lange gewartet, bis die Glasplatte zwischen den Belegungen nicht mehr elektrisch war. Dabei ergab sich, daß der Elektricitätsverlust bei dickern Platten zwischen den Belegungen stets viel beträchtlicher ist, als bei dünneren Platten; es folgt daraus, daß es unberechtigt ist, aus dem Gange der disponibeln Ladung allein zu folgern, daß die Rückstandsbildung bei dickeren Platten eine stärkere ist, als bei dünneren Platten. Es scheint nach meinen vielfachen Versuchen das in der That nicht der Fall zu seyn, sondern es hängt der Gang der disponibeln Ladung vielmehr von der Natur des Glases als von der Dicke desselben ab, wenigstens erhielt ich bei reinem Spiegelglase von 6<sup>mm</sup> Dicke eine langsamere Abnahme der disponibeln Ladung als bei einem solchen von 4<sup>mm</sup> Dicke, obwohl beides Spiegelgläser derselben Fabrik waren. Ja bei einer und derselben Scheibe ist selbst mit Berücksichtigung der Zerstreuung der Unterschied zwischen den verschiedenen Beobachtungsreihen fast eben so groß, wie zwischen den Platten verschiedener Dicke. Um das zu zeigen, theile ich zwei Beobachtungsreihen an dem gefirnißten Spiegelglase von 8<sup>mm</sup> Dicke mit, neben die ich je eine Reihe an einem gefirnißten Spiegelglase von 6<sup>mm</sup> und von 4<sup>mm</sup> Dicke, sowie eine an einem stark gefirnißten Fensterglase, Bruchstücke der Scheibe einer Influenzmaschine setze. Als Einheit liegt den Zahlen die disponible Ladung nach drei Minuten zu Grunde, deren Werth, die Quadratwurzel aus dem Sinus des Ablenkungswinkels im Elektrometer angeführt ist.

Zeit	Spiegelglasplatte von 8mm		desgl. 6mm	desgl. 4mm	Fensterglas 2mm,4
1	1,424	1,394	1,380	1,370	1,250
2	1,164	1,147	1,143	1,137	1,075
3	1=0,5569	1=0,6466	1=0,6557	1=0,7062	1=0,7434
4	0,9020	0,8912	0,8972	0,8950	0,9478
5	0,8092	0,8113	0,8238	0,8174	0,9130
6	0,7302	0,7461	0,7601	0,7552	0,8820
7	0,6782	0,6813	0,7113	0,7038	0,8604
8	0,6284	0,6503	0,6726	0,6659	0,8400
9	0,5867	0,6095	0,6402	0,6218	0,8233
10	0,5475	0,5733	0,6098	0,5860	0,8092
11	0,5158	0,5506	0,5863	0,5598	0,7991
12	0,4897	0,5175	0,5642	0,5331	0,7854
13	0,4733	0,4958	0,5436	—	0,7746
14	0,4510	0,4779	0,5279	—	0,7656
15	0,4308	0,4352	0,5131	—	0,7461
16	0,4131	0,4292	0,4983	0,4503	0,7363

Wie man sieht, ist der Unterschied in dem Gange der disponibeln Ladung zwischen den verschiedenen gefirnifsten Spiegelgläsern nicht sehr groß, wesentlich anders ist der Gang allerdings bei der dünnsten Platte, der 2,4 Mm. dicken Scheibe aus Fensterglas. Aber hier wird man den Unterschied eher der Verschiedenheit des Materials zuschreiben als der verschiedenen Dicke.

Dafs bei diesen viel stärkeren Ladungen der Gang des Potentials im wesentlichen derselbe ist als bei den vorher angegebenen schwächeren Ladungen, erkennt man, wenn man bei den Reihen, die an der Glasplatte von 8mm Dicke beobachtet sind, die Werthe in derselben Weise darstellt. Schreiben wir den Werth des Potentials in der dritten Minute als 1,781, dem Mittel der bei den vorigen drei Reihen gefundenen Werthe, so erhalten wir als Mittel der letzten beiden Reihen folgende, neben denen die Mittel der drei Reihen des vorigen §. angegeben sind:



Zeit	Starke	Schwache
	Ladungen	
0	10	10
1	2,510	2,355
2	2,057	2,009
3	1,781	1,781
4	1,587	1,617
5	1,443	1,484
6	1,315	1,344
7	1,210	1,210
8	1,141	1,182

Bei allen diesen Platten waren die Rückstände in der vorhin angegebenen Weise untersucht von gleichem Vorzeichen wie die ursprüngliche Ladung.

Anders dagegen bei zwei 1,2 Mm. dicken ebenfalls sorgfältig gefirnissten Spiegelglasplatten; bei diesen waren die Rückstände theils positiv, theils Null, theils negativ. Dieselben unterschieden sich aber von den bisher erwähnten auch dadurch, daß das Potential der Collectorplatte ganz rapide abnahm. Wurde eine dieser Platten zwischen die beiden Belegungen gebracht, so war auch bei Ladungen mit der Leydener Flasche schon nach der ersten Minute die Ablenkung der Nadel im Sinuselektrometer kaum mehr zu beobachten und die Rückstände bewiesen, daß hier unzweifelhaft ein Eindringen der Elektrizität in die Platten stattgefunden hatte. Der Rückstand hing hier ab von der in der Platte influenzirten und der eingedrungenen Elektrizität, wie sich deutlich ergab, wenn man nicht nur einmal, sondern mehrmals nach einander den Rückstand sich bilden ließ und beobachtete. War der erste Rückstand gleich Null, so fand man stets, daß bei einem nochmaligen Niederlassen der Platte und Ableitung derselben die Platte negativ war; war der erste Rückstand schon negativ, so war der zweite Rückstand meist größer, war der erste Rückstand positiv, so war der zweite sehr viel schwächer, dann der dritte entschieden negativ. Alle diese Fälle wurden beobachtet. So fanden sich bei Versuchen mit

derselben Platte folgende Ablenkungen am Sinuselektrometer.

1. Rückstand	0°	+ 33° 30'	— 5°
2. „	— 8 30'	0	— 6 30'
3. „	— 4	— 1 10	

Auch als zwei solche Platten aufeinander gelegt wurden, zeigte sich dasselbe, ein Beweis, daß die Influenz- elektricitäten im Glase rascher verschwinden, als sich die eingedrungenen vereinigen. Gerade das letztere liefs sich bei Anwendung der doppelten Platte sehr leicht beweisen, indem man nach der ersten Entladung und Beobachtung des dort gebildeten Rückstandes bei der Bildung des zweiten Rückstandes nur die obere oder untere Platte benutzte. Die obere Platte für sich lieferte dann immer einen stärkeren negativen Rückstand als beide Platten zusammen, die untere für sich allein einen sehr starken positiven Rückstand.

Bei Anwendung einer dicken Spiegelglasplatte von 8<sup>mm</sup>, welche unterhalb der oberen Platte von Firniß frei war, bei der also die Collectorplatte direct auf dem Glase auflag, waren die Rückstände ebenfalls negativ; aber auch hier gab sich das Eindringen der Elektricität in die Platte durch eine viel raschere Abnahme der disponiblen Ladung zu erkennen. Der Gang der Ladung war folgender.

Zeit	Potentialwerthe $V$	$\frac{V}{V_0}$
1	0,7071	1,682
2	0,6155	1,269
3	0,2849	1,000
4	0,3926	0,8096
5	0,3305	0,6813
6	0,2775	0,5722
7	0,2405	0,4960
8	0,2089	0,4308
9	0,1828	0,3771
10	0,1599	0,3299

Nach der Entladung war die aufgezugene Kollektorplatte stets negativ elektrisch, und zwar gleich nach der ersten Entladung häufig am stärksten, so daß hier der Einfluß der Influenz auf die Platte gegen das Eindringen vollständig zurücktrat. Ebenso verhielten sich andere von mir untersuchte zwischen den Belegungen nicht gefirniste Spiegelglasplatten.

### §. 5.

Nach den soeben mitgetheilten Beobachtungen kann eine Rückstandsbildung sowohl durch die in dem Isolator erregte Influenzelektricität, als auch durch Eindringen von Elektricität in den Isolator stattfinden; es fragt sich nun, ob in dem letzteren Falle der sogenannte wieder aufgetretene Rückstand dasselbe Vorzeichen haben kann, wie die ursprüngliche Ladung, wie es nach den Entwicklungen des Hrn. von Bezold der Fall seyn soll<sup>1)</sup>. Es wurde zu dem Ende unter Benutzung der dicken von Firniß unter der Kollektorplatte befreiten Glasplatte nach der Entladung die Platte aufgezo gen, um den Rückstand seinem Vorzeichen nach zu bestimmen und sofort wieder niedergelassen, oder es wurde nach der Entladung die Metallplatte auf dem Isolator liegen gelassen und erst nach einiger Zeit aufgezo gen. Der sogenannte wiederaufgetretene Rückstand war in allen Fällen sehr schwach, und wenn der Rückstand im Momente der Entladung negativ war, auch stets negativ; nur einmal, als der Rückstand im Momente der Entladung fast gleich Null war, trat nach längerem Warten ein ganz schwacher positiver Rückstand hervor. Gerade die geringe Stärke des wiederaufgetretenen Rückstandes beweist, daß die eigentliche Rückstandsbildung nicht einem Wiederher austreten der in den Isolator eingedrungenen Elektricität zuzuschreiben ist, sondern daß dieselbe nur Folge der im Isolator erregten Influenzelektricität ist.

1) von Bezold, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII.

## §. 6.

Aus der Erklärung des Rückstandes als einer Wirkung der im Isolator erregten Influenzelektricität ergibt sich unter der Voraussetzung, daß die Veränderungen im Isolator nicht zum Theil momentan erfolgen, unmittelbar ein Ausdruck für die GröÙe des Rückstandes. Bezeichnen wir das Potential auf der ohne Zwischenschaltung des Isolators der abgeleiteten Condensatorplatte gegenübergestellten Kollektorplatte mit  $V$ , das Potential der im Isolator erregten Influenzelektricität auf der Kollektorplatte mit  $M$ , so kann man das Potential auf der Kollektorplatte des mit dem starren Isolator versehenen Condensators schreiben <sup>1)</sup>

$$V + M = V(1 - a),$$

worin  $a$ , wenn man wie Hr. Clausius den endlichen Zustand betrachtet, eine nur von der Beschaffenheit des Isolators abhängige Constante ist. Betrachtet man nicht den endlichen Zustand, so ist  $a$  gleichzeitig eine Function der Zeit, welche sich aus dem Gange der disponibeln Ladung bestimmen lassen würde, deren Werth sich aus diesem beobachteten Gange wenigstens für jeden Moment ableiten läßt. Entladet man nun die Kollektorplatte, und nennt das Potential des auf der Platte vorhandenen Rückstandes  $R$ , so wird

$$R + M = 0$$

$$R = -M = a \cdot V.$$

Diese Beziehung ist unabhängig von der speciellen Voraussetzung, welche Hr. Clausius ihrer Ableitung zu Grunde legt, sie setzt nur voraus, daß der durch Influenz im Isolator erregte elektrische Zustand der erregenden auf der Kollektorplatte vorhandenen Elektricität proportional ist.

Eine Messung des Rückstandes und Vergleichung mit der im Momente der Entladung vorhandenen disponibeln Ladung läßt also erkennen, bis zu welchem Grade die Influenz des Isolators momentan erfolgt. Wie man den Werth  $1 - a$  für einen beliebigen Zeitpunkt erhält, ergibt

1) Clausius, Abhandl. zur mechan. Wärmetheorie II, S. 135.

die Berechnung der Beobachtungen in §. 3. Die dort in den Columnen  $\frac{V'}{V_0}$  angegebenen Werthe sind für die 8<sup>mm</sup> dicke gefirniste Glasplatte, die Werthe von  $1 - a$ , welche den einzelnen Minuten entsprechen. Schärfer sind die Werthe folgendermaßen zu erhalten; man bestimmt zunächst das Verhältniß der Potentialwerthe auf der einzeln stehenden Kollektorplatte und wenn sie der Condensatorplatte in der der Dicke des Isolators gleichen Entfernung gegenübersteht. Ist  $r$  der Radius der Kollektorplatte, so ist das Potential der einzeln stehenden Platte

$$V = -2\pi h \cdot r,$$

wenn  $h$  die Dichtigkeit der Elektricität auf der Platte ist. Befindet sich die Platte der Condensatorplatte ohne Zwischenlegung des Isolators im Abstände  $\delta$  gegenüber, so wird

$$V'_0 = -4\pi h \delta,$$

somit

$$\frac{V'_0}{V} = \frac{2\delta}{r}.$$

Man legt dann den Isolator zwischen die leitenden Belegungen, ladet die Kollektorplatte und beobachtet das Potential derselben in irgend einer Minute, zieht in demselben Momente die Platte auf und beobachtet das Potential der einzeln stehenden Platte. Erstere Beobachtung giebt

$$V'_0 + M = -2\pi \delta h(1 - a),$$

letztere

$$V = -2\pi h r,$$

somit

$$\frac{V'_0 + M}{V} = \frac{2\delta}{r}(1 - a)$$

und da die vorhergehenden Beobachtungen den Quotienten  $\frac{2\delta}{r}$  geliefert haben, läßt sich  $1 - a$  berechnen.

Zur Beobachtung des Rückstandes ladet man die schwache Platte bis zu dem Potential  $V$

$$V = -2\pi h r,$$

läßt die Platte auf den Isolator nieder und läßt sie dieselbe Zeit liegen, für welche man vorher den Werth  $a$  be-

stimmt hat; man entladet dann und misst, nachdem man die Platte emporgezogen, das Potential  $R'$  der einzeln schwebenden Platte. Dann ist der Quotient

$$\frac{R'}{V} = a.$$

Da im Momente der Entladung das Potential der auf der Platte zurückgebliebenen Elektrizität gleich  $-M = a \cdot V'$ , somit die Dichtigkeit der auf der Platte befindlichen Elektrizität gleich  $ah$  ist.

Ich habe in dieser Art vielfach und an verschiedenen Platten die Rückstände gemessen und dabei die Entladung durch möglichst momentane Berührung der Kollektorplatte zu bewirken gesucht; habe dabei indess für den Rückstand sehr schwankende, stets aber kleinere Werthe gefunden, als die eben erwähnte Relation verlangt. So erhielt ich z. B. für eine gefirniste Spiegelglasplatte von 1<sup>mm</sup>,2 Dicke als Mittelwerth aus sehr vielen Beobachtungen der disponibeln Ladungen am Ende der dritten Minute, wenn die Kollektorplatte nicht fest auf der Glasplatte auflag, sondern eben über derselben schwebte, so daß ein Eindringen der Elektrizität in die Glasplatte gar nicht stattfinden konnte,  $a = 0,7432$ . Für die Verhältnisse der Rückstände zu den ursprünglichen Ladungen ergaben sich dagegen unter anderen die Werthe

$$\frac{R'}{V} = 0,2843; 0,3513; 0,3837; 0,4278.$$

Der größte Werth des beobachteten Rückstandes betrug also nur etwa 0,6 des unter der Voraussetzung, daß die Aenderungen im Glase nicht momentan erfolgen, berechneten Rückstandes. Aehnlich waren die Verhältnisse bei andern Platten, ein Beweis, daß die Influenz auf das Glas zum Theil so rasch erfolgt, daß selbst bei momentaner Berührung ein Ausgleich der Influenzelektricitäten eintritt.

Bei andern Isolatoren als Glas ist diese Influenz eine noch viel raschere. Hr. Boltzmann giebt vom Schwefel an, daß dort die Influenz fast momentan in ihrer ganzen Stärke auftritt, ich habe das bestätigt gefunden und beim



Schwefel nie einen mit der ursprünglichen Ladung vergleichbaren Rückstand beobachtet. Wenn die Kollektorplatte sehr fest auf einer dicken Schwefelplatte auflag, war eine geringe Menge Elektrizität von dem Metall auf den Schwefel übergegangen, und demzufolge trat ein geringer negativer Rückstand auf.

Auch der Gang der disponibeln Ladung war beim Schwefel dem entsprechend; das Potential der auf der Schwefelplatte liegenden Kollektorplatte nahm nach der ersten Minute nur wenig mehr ab, von der siebenten Minute ab war es constant. Der Gang des Potentials war im Mittel aus mehreren nur wenig von einander abweichenden Versuchen, bei einer Schwefelplatte von 13<sup>mm</sup> Dicke, folgender

Zeit	$V'$	$\frac{V'}{V'_0}$
0	0,8109	10
1	0,4509	5,560
2	0,4382	5,403
3	0,4312	5,317
4	0,4274	5,271
5	0,4243	5,231
6	0,4225	5,210
7	0,4201	5,189

Einen ähnlichen Gang zeigten die Potentialwerthe, als zwischen die beiden leitenden Platten eine Platte von Guttapercha und eine solche von Ebonit gelegt wurde, über denen die obere Platte in einer Entfernung von etwa 2<sup>mm</sup> schwebte. Der Gang der Potentialwerthe war folgender

Zeit	Guttapercha		Ebonit	
	$V'$	$\frac{V'}{V'_0}$	$V'$	$\frac{V'}{V'_0}$
0	0,5037	10	0,5221	10
1	0,2410	4,784	0,3521	6,740
2	0,2345	4,653	0,3350	6,436
3	0,2258	4,483	0,3248	6,221
4	0,2202	4,372	0,3172	6,076
5	0,1271	4,310	0,3133	6,000
6	0,2168	4,304		



Die Rückstände, welche hier auftraten, waren nur wenig größer als beim Schwefel.

Wie man sieht, nimmt die Influenz auf den Nichtleiter schon nach der ersten Minute nur wenig mehr zu, so daß also ein wesentlicher Unterschied zwischen diesen Substanzen und dem Glase vorhanden ist. Ferner zeigen diese Zahlen, verglichen mit denen bei dem Glase erhaltenen, wie sehr viel stärker dieses letztere influenzirt wird, als die drei anderen benutzten Isolatoren. Es zeigt sich das bei allen von mir benutzten Gläsern, nicht nur bei den Spiegelgläsern, sondern auch bei den vorhin erwähnten Scheiben aus Fensterglas, für welche im §. 4 der Gang der disponibeln Ladung mitgetheilt worden ist. Die Bestimmung des Werthes von  $a$  in der eben angegebenen Weise gelang dort, bei Anwendung einer Platte, nicht, weil die Ablenkung der Nadel des Sinuselektrometers gleich nach dem Herablassen der leitenden Platte nur mehr wenige Minuten betrug; als ich indessen zwei Stücke derselben Scheibe zwischen die leitenden Platten legte, liefs sich der Werth von  $a$  bestimmen. Unter diesen Umständen ergaben sich für die Quotienten  $\frac{V'}{V'_0}$  folgende Werthe

Zeit	$\frac{V'}{V'_0} = 1 - a$
0	10
1	2,565
2	2,160
3	2,026
4	1,926
5	1,856
...	...
10	1,677
15	1,586
20	1,571

Wie man sieht, ist die Influenz auf das Glas nur wenig geringer als die vorhin für das Spiegelglas angegebene.

Die reciproken Werthe von  $1 - a$ , in den obigen Einheiten mit 10 multiplicirt, geben annähernd die spezifische

Inductionsconstante Faraday's oder die Dielektricitätsconstante für die benutzten isolirenden Platten. Ich bemerke indeß, daß diese Zahlen nicht etwa mit denen des Hrn. Boltzmann verglichen werden können, da die Schwefelplatte Höhlungen besaß und die Ebonitplatte, wie die Guttaperchaplatte, den Raum zwischen den leitenden Belegungen nicht ausfüllte. Es ging eben bei dieser kleinen Untersuchung die Absicht nicht dahin, derartige Constanten zu bestimmen, man sieht aber wie diese Methode dazu sehr geeignet ist.

### §. 7.

Die Frage, ob die specielle Voraussetzung über die Beschaffenheit der Isolatoren, welche Kohlrausch und Clausius bei der Behandlung der Theorie des Rückstandes zu Grunde gelegt haben, die richtige ist, hängt so innig mit der Lehre von der Influenz auf Nichtleiter zusammen, daß ich hier bei der Besprechung eines speciellen Falls nicht ausführlich darauf eingehen will. Die Frage ist ja dieselbe, ob wir uns die Isolatoren als dielektrische Medien denken müssen oder nicht. Indeß möchte ich doch einige Beobachtungen erwähnen, welche, so sehr man auch geneigt seyn mag, aus der Schnelligkeit, mit der die Influenz auf Nichtleiter wirkt und aus der Größe dieser Wirkung auf die Richtigkeit der Auffassung der Isolatoren als dielektrische Medien zu schließen, mit dieser Auffassung mir nicht vereinbar scheinen.

Es folgt nämlich aus dieser Auffassung mit Nothwendigkeit, daß in dem zwischen den Leitern vorhandenen Isolator die Moleculе sämtlich mehr oder weniger gleich gerichtet seyn müssen, daß alle ihre negativ elektrische Seite nach der einen, die positive nach der andern Richtung gewandt haben müssen, wie das bei einem Magnete mit den magnetischen Moleculen der Fall ist. Ist also durch die Influenz der Isolator oben negativ elektrisch geworden, so muß er auf der untern Seite positiv elektrisch seyn. Schichten wir ferner den Isolator aus mehreren Platten auf,

so muß für jede Platte dasselbe gelten, die obere Seite muß stets negativ, die untere positiv elektrisch seyn, wie in einem Magnet, den wir zerbrechen, die dem Südpol zugewandte Fläche Südpol, die dem Nordpol zugewandte Fläche Nordpol seyn muß.

Nichts ist leichter als diese Folgerungen zu prüfen. Nachdem man den Rückstand sich hat bilden lassen, untersucht man zunächst in der angegebenen Weise den Rückstand in der Kollektorplatte. Man entladet dieselbe, kehrt den Isolator um, läßt die Kollektorplatte herab und setzt sie mit der Erde in leitende Verbindung. Zieht man sie dann empor, so muß die dann in der Platte enthaltene Ladung das entgegengesetzte Vorzeichen des vorher beobachteten Rückstandes haben; war derselbe von der oberen Seite positiv, so muß er von der untern Seite negativ seyn.

Bei den dünnern untersuchten Glasplatten zeigte sich in der That die Platte stets in diesem Sinne elektrisch; bei Anwendung der 2<sup>mm</sup>, 4<sup>mm</sup> dicken Stücke der Scheibe der Influenzmaschine, den 2<sup>mm</sup> und 6<sup>mm</sup> dicken gefirniften Spiegelglasscheiben waren die durch die obere Seite der Isolatoren gebildeten Rückstände resp. die von der obern Seite in der Kollektorplatte erregten Influenzelektricitäten erster Art stets positiv, die von der untern Seite, nach Umkehrung des Isolators, erregten Influenzelektricitäten erster Art stets negativ. Es waren also alle diese Gläser durch die Influenz von der positiv elektrischen Kollektorplatte oben negativ, unten positiv elektrisch geworden, ganz entsprechend der Annahme, daß in den Isolatoren eine Richtung der elektrischen Moleküle stattfindet.

Bei der vorhin erwähnten Glasplatte von 8<sup>mm</sup> Dicke war das indess nicht der Fall, es zeigte sich dort stets die untere Seite mit der oberen gleichnamig elektrisch. Es lag zunächst die Vermuthung nahe, daß dies etwa Folge eines Eindringens der Elektricität in die Platte wäre und daß also während des Prüfens des Rückstandes von der oberen Seite des Glases die Wirkung der Influenz schon verschwunden sey und nun die Influenzierung von der ein-

gedrungenen Elektricität herrühre. Indess abgesehen davon, daß der Gang der disponibeln Ladung der Annahme, daß ein Eindringen stattgefunden hat, widersprach, ließe sich das auch dadurch widerlegen, daß man mehrfach abwechselnd die obere und untere Seite des Glases untersuchte; es zeigten sich bei mehrfach in dieser Richtung angestellten Versuchen stets beide Flächen gleichnamig elektrisch. Da bei diesen Beobachtungen die Nadel des Sinuselektrometers Ablenkungen bis zu  $30^\circ$  erhielt, war eine Täuschung gar nicht möglich.

Wurde die isolirende Zwischenschicht aus mehreren Platten aufgebaut, so war der elektrische Zustand der einzelnen Platten nie der aus der Theorie der dielektrischen Medien sich ergebende, in den meisten Fällen war die Elektrisirung auch qualitativ anders. So erhielt ich unter andern, als drei Stücke der mehrfach erwähnten Scheibe einer Influenzmaschine zwischen die leitenden Platten gebracht waren, bei welchen der Gang der disponibeln Ladung fast identisch derselbe war, wie bei den im vorigen §. erwähnten zwei Platten und bei denen der Rückstand demnach auch kräftig positiv war, von den einzelnen Platten folgende Rückstände, als ich die Combination eine Stunde hatte zusammenstehen lassen. Das Potential der Collectorplatte hatte in dieser Zeit von 0,9314 am Ende der ersten Minute auf 0,3930 am Ende der sechzigsten Minute abgenommen.

Die obere Seite der obersten Scheibe gab positiven Rückstand, war also negativ.

Die untere Seite der obersten Scheibe gab negativen Rückstand, war also positiv.

Die obere Seite der mittleren Scheibe gab positiven Rückstand, war also negativ.

Die untere Seite der mittleren Scheibe gab positiven Rückstand, war also negativ.

Die obere Seite der untersten Scheibe gab positiven Rückstand, war also negativ.

Die untere Seite der untersten Scheibe gab negativen Rückstand, war also positiv.

In anderen Fällen war die Vertheilung der Elektricitäten eine andere; dieselbe scheint von der Stärke und Dauer der Ladung abzuhängen; fast stets war aber die mittlere Platte auf beiden Seiten gleichnamig elektrisch, häufig auch die untere Platte.

Aehnliche Anomalien gegenüber der Theorie der dielektrischen Medien ergaben sich auch bei Anwendung zweier Schwefelplatten, sowie einer Schwefelplatte und Glasplatte. Erscheinungen, welche durchaus für die von Hrn Riefs vertretene Anschauung über die Natur der Isolatoren, sowie dessen Ansicht über die Influenz derselben sprechen. Sobald es meine Zeit gestattet, werde ich diese Fragen weiter verfolgen.

Aachen, 10. Juni 1874.

---

**IV. Ueber den Einfluß der Temperatur  
auf die Ausflußgeschwindigkeit von  
Wasser aus Röhren;  
von Dr. Georg Baumgartner.**

---

In der Poiseuille'schen Formel

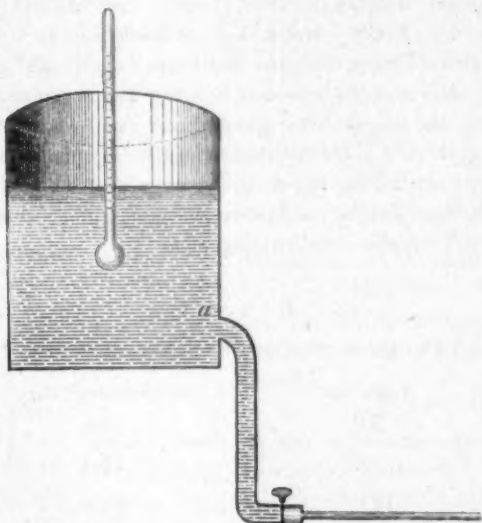
$$Q = C \frac{HD^4}{L}$$

für die Ausflußmenge von Flüssigkeiten aus capillaren Röhren, bedeutet bekanntermaßen  $C$  eine Constante, welche abhängig ist von der Natur der Flüssigkeit und der Temperatur, welche sie besitzt. Ich stellte mir die Frage, ob nicht vielleicht auch bei weiten Röhren eine ähnliche Constante anzubringen sey. Die Versuche, die ich derart anstellte, bejahten zwar diese Frage nicht ganz, gaben jedoch hinsichtlich der Abhängigkeit der Ausflußgeschwindigkeit

von der Temperatur, Querschnitt, etc. so merkwürdige Resultate, so daß ich mir erlaube, dieselben zu veröffentlichen.

Die Versuche wurden folgendermaßen angestellt.

Als Wasserreservoir diente ein cylindrisches Glasgefäß von etwa 200<sup>mm</sup> Durchmesser und 250<sup>mm</sup> Höhe. Um den



Druck zu vergrößern, wurde bei *a* noch eine weite, dicke Glasröhre angeschraubt, an die hernach die verschiedenen Versuchsröhren (aus Glas) angesetzt wurden. Am Gefäße wurde eine feine Marke mit einer Feile eingeritzt, um immer bei demselben Wasserdruck d. i. 400<sup>mm</sup> die Versuche zu beginnen. Die Ausflußzeit war bei jeder einzelnen Röhre immer dieselbe. Allerdings ist das nicht ganz genau, weil die Druckhöhen verschieden ausfallen; bedenkt man jedoch, daß selbst ein Fehler von 1<sup>mm</sup> die Ausflußmenge um  $\frac{1}{500}$  unsicher macht, so begreift man, daß dieser Fehler immerhin als verschwindend angesehen werden kann. Die Temperatur wurde durch zwei nach Celsius getheilte

Thermometer bestimmt, und zwar wurde das Gefäß vor jedem Versuche bis über die Marke mit Wasser gefüllt, fleißig umgerührt und dann bis zur Marke auf das zweite Thermometer fließen gelassen. Es zeigte sich, daß bei den weiteren Röhren höchstens eine Differenz von  $\frac{1}{2}$  Grade des Thermometers, welches in das Wasser tauchte, gegen dasjenige, auf welches es floß, zeigte; nur bei der engsten Röhre ( $d = 1,03^{\text{mm}}$ ) traten Unterschiede bis zu 5 Graden auf, welcher Fehler übrigens theilweise dadurch gut gemacht wurde, daß sowohl von den höheren Temperaturen zu den tieferen, als umgekehrt gegangen und aus zwei naheliegenden Temperaturen das arithmetische Mittel genommen wurde.

Zur Bestimmung der Ausflußmenge diente eine gewöhnliche Krämerwaage, als Zeitmesser eine gute Sécundenuhr.

Die Versuche ergaben folgendes:

#### Röhre I.

$L = 460^{\text{mm}}$ ,  $D = 1,034^{\text{mm}}$ , Ausflußzeit =  $70^{\text{sec}}$ .

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
2,0	10,5
7,0	11,4
12,0	12,4
20,0	14,0
27,0	15,5
32,0	16,8
36,0	18,3
45,0	20,2
54,0	22,2
60,0	23,8
68,0	25,7
72,0	26,1
80,0	27,9



## Röhre II.

$L = 477\text{mm}$ ,  $D = 4,12\text{mm}$ , Ausflußzeit  $27^{\text{sec}}$ .

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
6,0	390,0
9,5	392,0
12,5	400,0
26,8	403,0
35,0	408,0
48,0	414,0
60,0	419,0
68,0	422,0
79,0	425,0

Sowohl bei Röhre I, als II, nimmt die Ausflußmenge mit der Temperatur fortwährend zu. Bei Röhre I liefse sich die Ausflußmenge (wenn  $p_0$  die Ausflußmenge bei  $0^\circ$  und  $p_t$  bei  $t^\circ$  bedeutet) annähernd durch die Formel

$$p_t = p_0 + 0,248t$$

ausdrücken.

Einen empirischen Ausdruck aus den Zahlen der zweiten Röhre zu suchen, wäre illusorisch, weil die Ausflußzeit doch viel zu klein im Vergleiche der unausweichbaren Fehler in der Zeit ist.

## Röhre III.

$L = 460\text{mm}$ ,  $D = 2,14\text{mm}$ , Ausflußzeit  $50^{\text{sec}}$

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
2,8	113,7
4,0	117,2
7,0	124,0
9,5	128,5
12,0	134,0
14,0	138,5
19,5	147,0

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
23,0	154,0
26,5	155,5
29,0	153,0
32,5	148,0
37,0	147,5
42,0	145,0
45,0	145,0
50,5	145,0
53,0	146,0
60,0	146,5
63,0	147,5
68,5	148,5
74,5	148,5

## Röhre IV.

$L = 650\text{mm}$ ,  $D = 2,07\text{mm}$ , Ausflußzeit  $60^{\text{sec}}$ .

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
2,3	92,0
5,8	97,5
7,9	103,0
10,0	108,0
15,0	118,5
18,5	125,5
21,3	131,0
26,0	141,5
29,0	146,5
34,2	151,5
37,5	150,5
40,0	149,0
50,0	145,0
57,5	140,0
64,0	140,0
72,0	140,0

## Röhre V.

$L = 872\text{mm}$ ,  $D = 2,32\text{mm}$ , Ausflußzeit  $60^{\text{sec}}$ .

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
2,8	111,0
4,0	114,0
7,4	120,5
11,0	127,0
12,8	133,0
15,5	139,0
20,0	151,0
25,0	162,0
29,0	173,0
32,5	179,0
35,0	178,0
39,0	172,0
43,0	165,0
50,0	162,0
55,0	162,0
57,0	162,0
61,0	162,0
72,0	162,0

## Röhre V.

$L = 436\text{mm}$ ,  $D = 2,32\text{mm}$ , Ausflußzeit  $60^{\text{sec}}$ .

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
3,0	185,0
7,0	195,0
11,0	207,0
15,0	217,0
18,0	224,0
21,5	231,0
23,0	232,0
26,0	231,0
29,0	226,0
31,0	225,0
34,0	223,0
37,0	222,0
41,0	223,0
50,0	222,0
60,0	222,0
72,0	222,0
82,0	222,5

## Röhre V.

 $L = 219^{\text{mm}}$ ,  $D = 2,32^{\text{mm}}$ , Ausflußzeit  $60^{\text{sec}}$ .

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
3,5	251,0
5,0	257,0
8,0	264,0
13,2	274,0
18,0	280,0
21,2	279,0
23,2	276,0
27,0	276,0
32,0	277,0
34,0	279,0
38,0	280,0
44,0	281,0
50,0	284,0
58,0	286,0
72,0	287,0
80,0	289,0

## Röhre VI.

 $L = 466^{\text{mm}}$ ,  $D = 2,96^{\text{mm}}$ , Ausflußzeit  $60^{\text{sec}}$ .

Temperatur	Ausflußmenge (Grm.)
2,0	376,0
4,0	389,0
6,2	396,0
7,2	403,0
9,7	402,0
12,0	403,0
16,0	401,0
19,0	402,0
22,0	403,0
30,0	403,0
40,0	408,0
51,0	411,0
60,0	418,0
68,0	421,0
72,0	423,0

Vergleicht man die Ausflussmengen der Röhren (I, II) und (III, IV, V.), so zeigt sich ein gewaltiger Unterschied. Während bei den zwei ersten Röhren die Ausflussmenge mit zunehmender Temperatur fortwährend wächst, (allerdings in verschiedenem Maasse), nähert sich die Ausflussmenge bei den Röhren (III, IV, V) einem Maximum, nimmt von dort an etwas ab und bleibt endlich constant. Es scheint somit, daß sich sehr enge und sehr weite Röhren hinsichtlich der Temperatur ähnlich verhalten, es jedoch welche giebt, welche sich weder wie capillare, noch wie weite bezüglich der Temperatur verhalten. Betrachtet man die Ausflussmengen der Röhre (V.), (d. i. bei ihrer ganzen Länge von 872<sup>mm</sup>), so sieht man, daß das Maximum der Ausflussgeschwindigkeit ungefähr auf die Temperatur 33 fällt; nachdem jedoch die Röhre halbiert wurde, zwischen 21 und 26 fällt; also das Maximum um etwa 10 Grade früher eintrat und auch das percentische Wachsthum der Ausflussmenge in Hinsicht der Temperatur viel kleiner ist.

Als die Röhre V auf  $\frac{1}{4}$  der ursprünglichen Länge abgesehritten wurde, zeigte sich, wie ja zu erwarten war, auch ein Maximum, welches zwischen 13° und 18° fällt, jedoch scheint hier noch ein zweites vorhanden zu seyn, welches wahrscheinlich mit dem 100° zusammenfällt, denn von dem 50° ist entschieden (nachdem die Ausflussmenge von 20° bis 40° etwas sank) ein Wachsthum zu bemerken. Aehnlich wie Röhre V, verhält sich Röhre VI.

Wie man aus den wenigen angeführten Versuchen ersieht, ist die Correction, die man an der Formel für die Ausflussgeschwindigkeit aus weiten Röhren, wenn sie die hinreichende Kürze besitzen, ähnlich der von capillaren, denn höchstwahrscheinlich nimmt auch bei weiten Röhren die Ausflussmenge fortwährend mit der Temperatur zu, nur nicht in so großem Maasse. Aus den Zahlen der Röhre II läßt sich leider nichts Bestimmtes aussagen (obwohl einige Zahlen sehr gut stimmen), weil denn doch ein Fehler von nur  $\frac{1}{4}$  Secunde die Ausflussmenge um ungefähr 7 Grm.

alterirt. Dafs auch weite Röhren, falls sie die hinreichende Länge besitzen, sich wie capillare hinsichtlich der Temperatur verhalten, geht aus den Versuchen der Röhren (III, IV, V<sub>...</sub>) ganz deutlich hervor, denn das Maximum der Ausflufsmenge fällt jedesmal, wenn das Verhältnifs der Länge zur Weite ein gröfseres wird, auf eine höhere Temperatur. Wir hätten also die merkwürdige Thatsache, dafs die Ausflufsgeschwindigkeit aus Röhren, wenn sie hinreichende Kürze und hinreichende Länge besitzen, von 0° bis 100° ununterbrochen mit der Temperatur zunimmt, nur ist der Temperaturcoëfficient bei letzteren bedeutend gröfser.

Eigenthümlich ist das Verhalten der Röhren (V. und VI). Ein Maximum trifft zwar bei der vermutheten Temperatur ein, doch jedenfalls befremdend ist das abermalige Wachsen der Ausflufsmenge, nachdem sich, wie z. B. Röhre V. bis 40° ganz ähnlich verhält, wie V. und V<sub>...</sub>. Aus dieser Thatsache scheint weiter hervorzugehen, dafs sich nur bei einem ganz bestimmten Verhältnifs der Länge zum Durchmesser die weiten Röhren wie capillare verhalten, und zwar giebt es zwei solcher Verhältnisse. Versuche in gröfserem Maafsstabe, die ich auch auf andere Flüssigkeiten und variablen Druck beabsichtige auszudehnen, werden hoffentlich diese Verhältnisse genau ergeben.

Budapest, den 23. Juni 1874.

# V. *Ueber Lösungsfiguren an Krystallflächen;* *von Dr. F. Exner,*

Privatdocent in Wien.

(Aus den Sitzungsber. der Wiener Akademie vom Verf. mitgetheilt.)

Es läßt sich nach den theoretischen Ansichten über den Bau der Krystalle von vornherein erwarten, daß die Cohäsionsverhältnisse derselben im Allgemeinen nach den verschiedenen Richtungen auch verschiedene seyen, zum Unterschiede von unkrystallinischen, structurlosen Substanzen, bei denen wir in allen Richtungen Gleichwerthigkeit anzunehmen gewohnt sind. Die Spaltbarkeit nach verschiedenen bevorzugten Richtungen im Krystalle ist wohl der auffälligste Beweis für die Abhängigkeit der Cohäsion von der Richtung, in welcher wir dieselbe untersuchen. Sohncke <sup>1)</sup> hat diese Abhängigkeit direct nachgewiesen durch seine Versuche über das Zerreißen von Steinsalzstücken, desgleichen Reusch <sup>2)</sup> durch die auf Gyps und Glimmer erzeugten Schlagfiguren. Auch von der Härte ist die Verschiedenheit nach der Lage der untersuchten Richtung schon lange bekannt und ich habe in einer früheren Arbeit <sup>3)</sup> den Zusammenhang derselben mit der Spaltbarkeit, also der Cohäsion, nachzuweisen gesucht.

Es ist demnach eine naheliegende Vermuthung, daß auch der Widerstand, den ein Krystall oder eine Krystallfläche einer auflösenden Kraft entgegensetzt, in einem Verhältnisse der Abhängigkeit stehe zu der Richtung dieser Kraft, d. h., daß die Lösungsgeschwindigkeit in den verschiedenen Richtungen eine verschiedene sey.

Eine Erscheinung, welche hiemit jedenfalls im Zusammenhange steht, sind die sogenannten Aetzfiguren. Es ist bekannt, daß, wenn man eine Krystallfläche gleichmä-

1) Diese Ann. CXXXVII.

2) Diese Ann. CXXXVI.

3) Untersuchungen über die Härte an Krystallflächen, Wien 1873.



sisig der Einwirkung eines auflösenden Mittels aussetzt, diese Fläche nach einiger Zeit von zahlreichen, meist sehr kleinen, aber bestimmt geformten und gegen einander gelagerten, eingetätzten Figuren bedeckt erscheint. Schon Brewster<sup>1)</sup> hatte diese Erscheinung beobachtet und vermuthete die eingetätzten Figuren als von regelmäßigen Facetten begränzt; da dieselben nicht meßbar waren, beobachtete er, um wenigstens die Symmetrie ihrer Lagerung zu bestimmen, das von einer derartig geätzten Fläche zurückgeworfene Bild eines leuchtenden Punktes und erhielt so strahlenförmige Büschel, welche sich stets der krystallographischen Symmetrie der untersuchten Fläche anschlossen, z. B. an Hexaëderflächen von Flußspath vier aufeinander rechtwinklige Strahlen, auf den Oktaëderflächen derselben Substanz dagegen nur drei, die aber dann um 120° gegen einander geneigt auftraten.

Es ist nun die Frage, wie das Entstehen derartiger Aetzfiguren zu erklären sey; es ist klar, daß eine einem auflösenden Mittel ausgesetzte Fläche, wenn dieselbe vollkommen gleichmäßig in allen ihren Theilen ausgebildet wäre, dann auch von dem Lösungsmittel in allen ihren Theilen in gleicher Weise müßte angegriffen werden; sollen daher auf derselben Aetzfiguren entstehen können, so ist es ohne Zweifel nöthig, daß eine Anzahl Punkte derselben, durch irgend welche äußere Einflüsse dazu geeignet, dem Auflösungsmittel einen geringeren Widerstand entgegenzusetzen, als die übrigen und so das Entstehen von vorherrschenden Vertiefungen auf der Fläche ermöglichen. Von diesen Vertiefungen aus kann dann die Auflösung nach verschiedenen Richtungen mit verschiedener Geschwindigkeit erfolgen und so zum Entstehen der Aetzfiguren führen. Man ist demnach bei diesen Versuchen nicht frei von der zufälligen mechanischen Beschaffenheit der untersuchten Fläche und es ist fraglich, ob die Aetzfiguren wirklich das Resultat der verschiedenen Löslichkeit in verschiedenen Richtungen sind oder aber zunächst von mechanischen Ein-

1) *Phil. Mag.* (4), V.

flüssen, wie z. B. Spaltungsebenen, Anlagerungsschichten theilweiser Verwitterung etc. bedingt werden. Für letztere Annahme scheint das Experiment Brewster's<sup>1)</sup> zu sprechen, daß man im reflectirten Bilde gleichfalls eine symmetrische Anordnung der Lichtbüschel findet, wenn man die Fläche statt des Aetzens mit einer Feile überstreicht, also rein mechanisch aus derselben Theilchen in regelmäßiger Anordnung herausreißt. Auch die Beobachtungen von Leydolt<sup>2)</sup> und Hirschwald<sup>3)</sup> über die Aetzfiguren am Quarz, und die von Kobell<sup>4)</sup> an Kalkspath zeigen deutlich den Zusammenhang derselben mit der Structur, speciell den Anlagerungen der untersuchten Substanz, und Baumhauer<sup>5)</sup> ward durch seine Untersuchung des Zuckers und des doppeltchromsauren Kalis bezüglich der Aetzfiguren auf die Vermuthung geführt, daß letztere auch in einem Zusammenhange mit der Spaltbarkeit der Substanz ständen. Es hat R. Fabri<sup>6)</sup> wenigstens für Gyps die Löslichkeit nach einer directen Methode zu bestimmen gesucht, indem er ein Gypsblättchen in verdünnter Chlorwasserstoffsäure zwischen parallelen Glasplatten eingefügt, in einen Polarisationsapparat brachte und die mit der Zeit eintretende Farbenveränderung in Folge der Verdünnung des Blättchens beobachtete. Es stellte sich bei diesen Versuchen heraus, daß die Auflösung nicht nach allen Richtungen mit gleicher Schnelligkeit fortschritt, sondern am schnellsten in der Richtung des faserigen, am langsamsten in der des glasigen Bruches und in den zwischenliegenden Richtungen auch mit mittlerer Geschwindigkeit. Es ist nun keine Frage, daß Gyps eben wegen seiner faserigen Structur für derartige Versuche ein sehr ungeeignetes Material ist und ich glaube nicht, daß sich aus dem vorliegenden

1) A. n. O.

2) Ber. d. Wien. Akad. 1855.

3) Diese Ann. CXXXVII.

4) Münch. Akad. 1862.

5) Diese Ann. CXXXVIII; CXXXIX; CXL.

6) *Cimento*, XI.

Versuche Fabri's ein Schluß auf den Zusammenhang der Löslichkeit mit der Richtung der Spaltbarkeit ziehen läßt, da man ja dabei gar nicht wissen kann, in wie weit ein capillares Einziehen der Flüssigkeit in den Krystall hier mit im Spiele ist.

Es war daher zur Untersuchung der Abhängigkeit der Löslichkeit von der Richtung nothwendig, eine Methode in Anwendung zu bringen, welche möglichst frei war von dem Einwurfe, den Vorgang der Lösung auf der zu untersuchenden Fläche auf irgend welche mechanische Weise zu modificiren. Die sehr einfache Methode, nach welcher die nachfolgenden Resultate gewonnen wurden und welche ich Hrn. Prof. Kundt verdanke, entsprach, wie die weiter unten mitgetheilten Controlversuche zeigen werden, vollkommen ihrem Zwecke. Sie bestand in Folgendem: Es wurde das Lösungsmittel — bei den vorliegenden Versuchen stets Wasser — aus einer  $\frac{3}{4}$  Mm. weiten Glasspitze unter Druck von ungefähr 2 bis 3 Meter Wasserhöhe, gegen die zu untersuchende Fläche senkrecht ausströmen gelassen, doch so, daß das ausfließende Wasser die Fläche als vollkommen geschlossener Strahl traf. Es vertheilt sich dann dieser Wasserstrahl in eine nach allen Richtungen über die Fläche wegstreichende Rose, welche meist im Laufe weniger Secunden auf derselben eine je nach der Beschaffenheit des Materials mehr oder weniger scharf begränzte Lösungsfigur erzeugt, deren Mittelpunkt im Fußpunkte des auffallenden Wasserstrahls liegt. Natürlich richtet sich die Zeit, während welcher man die Fläche dem Wasserstrahle exponiren muß, nach der Löslichkeit der zu untersuchenden Substanz und es ist zur Erzielung scharf begränzter Figuren unbedingt nothwendig, daß der Krystall keinerlei Risse oder Sprünge in seinem Innern besitzt, so wie, daß man der zu exponirenden Fläche vorher einen möglichst gleichmäßigen Schliff ertheilt.

Ogleich ich bisher nur Gelegenheit hatte diese Lösungsfiguren an sieben Substanzen zu untersuchen, so ergaben dieselben doch, wie mir scheint, ganz interessante

Resultate, besonders in Bezug auf die fragliche Abhängigkeit der Lösungsgeschwindigkeit in den verschiedenen Richtungen von der Spaltbarkeit der Substanz. Dieselben mögen im Nachfolgenden mitgetheilt werden.

I. *Alaun*, tesseral, spaltbar nach den Oktaëderflächen. Die untersuchten Exemplare waren sämmtlich sehr grofse und klare Krystalle, und es wurden die Figuren vollkommen scharf begränzt erhalten. Auf den *Oktaëderflächen* ergaben sich Sechsecke, aber in der Weise, daß je drei nicht neben einander liegende Seiten unter einander von gleicher Gröfse waren und die zwischen liegenden drei Seiten einander ebenfalls gleich, aber bedeutend kleiner als die ersteren, so daß die Figur einem gleichseitigen Dreiecke mit gerade abgestumpften Ecken glich und symmetrisch war nach den drei Winkelhalbirenden der Fläche. Die Lage derselben ist derartig, daß die kleineren Seiten stets den zunächst liegenden Oktaëderkanten parallel sind. Die Werthe, welche sich für das Verhältniß der grofsen Sechseckseite zur kleinen aus Messungen an vielen Figuren ergaben, lagen zwischen 3,0 und 3,5; was die absolute Gröfse der Figuren anlangt, so betrug die Länge der grofsen Sechseckseite meist 4 bis 5 Mm. Die Messungen geschahen entweder am Krystalle selbst oder an Abdrücken der Figuren in Siegellack oder Wachs. An den *Dodekaëderflächen* ergaben sich gleichfalls Sechsecke, doch so, daß die zwei Seiten, welche parallel lagen der Combinationskante mit den Oktaëderflächen, bedeutend länger waren als die vier übrigen, unter einander ebenfalls gleichen. Die Figur erschien somit symmetrisch nach den beiden Richtungen parallel und senkrecht zur Combinationskante mit den Oktaëderflächen. Das Verhältniß der Längen- zur Querdimension dieser gestreckten Sechsecke ergab sich aus mehreren Figuren übereinstimmend zu 1,8.

Auch an den *Hexaëderflächen* des Alauns wurden die Lösungsfiguren untersucht; es ergaben sich durchweg scharfe Quadrate, deren Seiten parallel den Hexaëderkanten lagen.

II. *Steinsalz*, tesseral, spaltbar nach den *Hexaëderflächen*. Auf den *Hexaëderflächen* ergaben sich sehr deutlich quadratische Figuren, deren Seiten, sowie beim Alaun, parallel den *Hexaëderkanten* lagen. Doch konnten hier die Ecken nicht so scharf erhalten werden, wie dieß beim Alaun der Fall war, sondern sie erschienen stets etwas abgerundet.

Die *Octaëderflächen* des Steinsalzes ergaben keine deutlich erkennbaren Figuren, doch schienen dieselben Sechsecke zu seyn.

III. *Chlorsaures Natron*, tesseral, keine Spaltbarkeit. Es wurden hier nur die *Hexaëderflächen* untersucht; es ergaben dieselben so wie am Steinsalz, quadratische Figuren, deren Seiten auch hier parallel den *Hexaëderkanten* lagen, doch waren dieselben schwer deutlich zu erhalten, anscheinend deshalb, weil die Krystalle nicht vollkommen klar und ohne Risse im Innern waren.

IV. *Unterschwefelsaures Blei*, hexagonal, ohne Spaltbarkeit. Die *Basisfläche* ergab sehr schöne, scharfe Figuren und zwar regelmäßige Sechsecke, deren Seiten parallel lagen den *Combinationskanten* der Basis mit den *Rhomboëderflächen*. Die *Rhomboëderflächen* selbst ergaben gleichfalls Sechsecke, doch waren die zwei der *Combinationskante* mit der Basis parallelen Seiten bedeutend länger als die übrigen vier, untereinander gleichen Seiten. Das Verhältniß der Längen- zur Querdimension dieser gestreckten Sechsecke war schwer zu bestimmen, doch ergaben einige sehr gute Figuren übereinstimmend die Zahl 1,3.

V. *Nitroprussidnatrium*, rhombisch, spaltbar nach den *Prismaflächen* und der Basis. Es konnten bei dieser Substanz nur auf den *Prismaflächen* scharfe Figuren erhalten werden, da die vielen Hohlräume, welche diese Krystalle fast immer in ihrem Innern haben, das Herstellen von guten Schliffflächen, besonders parallel der Basis, sehr erschweren, das Wasser aber sich in die vorher oft gar nicht sichtbaren Sprünge einzieht und den Krystall zerbröckelt. Die Figuren, welche die *Prismafläche* ergaben, waren Tra-

peze, deren zwei parallele und ungleich lange Seiten parallel der Prismakante lagen und zwar so, daß die längere Seite stets dem stumpfen Prismawinkel zugekehrt war; die ganze Figur war nur symmetrisch nach der Richtung senkrecht auf die Prismakante. Das Verhältniß der längeren, der Prismakante parallelen Seite zu der darauf senkrechten Querrichtung wurde nur bei drei Figuren gemessen und ergab sich da zu 2,2, 2,3, 2,2.

VI. *Schwefelsaure Magnesia*, rhombisch, spaltbar nach der Pinakoidfläche an der stumpfen Prismakante. Auf den *Prismaflächen* ergaben sich sehr scharf begränzte Rechtecke, deren Längsrichtung parallel der Prismakante lag. Die gemessenen Figuren ergaben für das Verhältniß der langen zur kurzen Seite: 2,0, 1,9, 2,0. Auf der *Basis* konnte die Gestalt der wenig scharfen Figuren nicht bestimmt werden, dagegen ergab die *Pinakoidfläche* an der stumpfen Prismakante, also die Spaltungsebene, sehr gute Figuren und zwar ebenfalls Rechtecke, deren Längsrichtung parallel lag der Kante des Prismas. Auch hier ergab sich aus zahlreichen Figuren das Seitenverhältniß zu 2,0.

VII. *Roths Blutlaugensalz*, monoklinisch, spaltbar nach den Prismaflächen und der Basis. Auch hier konnten, aus gleichem Grunde wie beim Nitroprussidnatrium, nur die *Prismafläche* untersucht werden; die sehr scharfen Lösungsfiguren waren hier gleichfalls trapezförmig und lagen mit den beiden parallelen Seiten so in der Richtung der Prismakante, daß die längere Seite zunächst dem stumpfen Prismawinkel zu liegen kam. Die Figuren waren daher nur nach der auf die Prismakante senkrechten Richtung symmetrisch. Das Verhältniß der Längs- und Querrichtung ergab sich bei vier sehr scharfen Figuren zu 2,5, 2,4, 2,4, 2,5; das Verhältniß der beiden parallelen Seiten bei denselben Figuren zu 2,0, 1,8, 1,8, 1,9.

Außer den vorliegenden stellte ich noch mehrere Versuche an, um zu sehen, welchen Einfluß eine Pressung des Krystalles auf die Gestalt der Lösungsfiguren hätte. Ich verwendete zu diesem Zwecke Steinsalz, das ein hiezu



sehr geeignetes Material ist, erhielt jedoch stets negative Resultate, d. h. die Lösungsfiguren auf den Hexaëderflächen, zu denen parallel der Krystall gepresst wurde, blieben Quadrate, obgleich die Pressung eine derartige war, daß die Steinsalzstücke dadurch um 10 Proc. ihrer ursprünglichen Länge verkürzt wurden.

Ich setzte daher, da die anderen Substanzen noch weit weniger zusammendrückbar sind als Steinsalz, diese Versuche nicht weiter fort.

Schließlich wurden noch, um sich davon zu überzeugen, daß bei der angewendeten Methode kein mechanisches Fortreißen von Krystalltheilchen mit im Spiele sey, die Versuche so angestellt, daß die Krystallfläche nicht einem Strahl von Wasser, sondern von einer concentrirten Lösung der betreffenden Substanz exponirt wurde.

Diesbezügliche Versuche an Steinsalz, unterschwefelsaurem Blei und schwefelsaurer Magnesia, ließen selbst nach minutenlanger Einwirkung des Strahles auf die Fläche, an letzterer nicht die mindeste Veränderung erkennen. Auch wenn an der Stelle, wo der Strahl die Fläche traf, vorher ein  $1\frac{1}{2}$  Mm. breites und tiefes Loch gemacht wurde, zeigte sich nach dem Versuche an demselben gar keine Veränderung. Es thut dies somit klar, daß die angewendete Methode den Anforderungen vollkommen entsprach, und die erhaltenen Figuren in der That ein Bild der in den verschiedenen Richtungen verschiedenen Lösungsgeschwindigkeit geben.

Es fragt sich nun, welchen Umständen diese Verschiedenheit der Lösungsgeschwindigkeit ihre Existenz verdankt; in Bezug auf die Härte an Krystallflächen habe ich in einer früheren Arbeit nachgewiesen, daß die Aenderung derselben mit der Lage der untersuchten Richtung in erster Instanz abhängt von der Spaltbarkeit des Krystalles, und daß der Einfluß der verschiedenen molecularen Anordnung in verschiedenen Richtungen auf dieselbe verschwindend ist, obgleich ohne Zweifel ein solcher vorhanden, aber im Vergleich zu dem durch die Spaltbarkeit beding-



ten, mit unseren Beobachtungsmitteln nicht mehr wahrnehmbar ist. Es lag daher der Gedanke nahe, ob auch für die Lösungsfiguren eine derartige Relation bestände, doch zeigen die mitgetheilten Versuche, so gering an Zahl sie auch sind, mit voller Deutlichkeit, daß dies keineswegs der Fall ist; es scheint im Gegentheil hier gerade die krystallographische Werthigkeit der untersuchten Richtung das maßgebende Moment zu sein und ein von der Spaltbarkeit der Substanz herrührender Einfluß, wenn ein solcher überhaupt existirt, gegen ersteren zu verschwinden.

Es zeigen dies vor allem die Beobachtungen an chloresurem Natron und unterschwefelsaurem Blei, welche Substanzen beide keine Spaltbarkeit nach irgend welchen Richtungen besitzen. Würde die Löslichkeit zunächst von der Spaltbarkeit abhängen, so müßte man hier auf allen Flächen kreisförmige Figuren erwarten, statt deren man aber am chloresuren Natron auf den Hexaëderflächen Quadrate und am unterschwefelsauren Blei Sechsecke, und zwar auf der Basis regelmäßige, auf den Rhomboëderflächen gestreckte erhält. Dasselbe gilt von der untersuchten Pinakoidfläche der schwefelsauren Magnesia; da diese Fläche die einzige Spaltungsebene des Krystals ist, so müßten, wenn die Löslichkeit denselben Gesetzen folgte wie die Härte, die Lösungsfiguren gleichfalls Kreise werden. Dieselben sind aber langgestreckte Rechtecke, ganz wie an den Prismflächen derselben Substanz. Für die Härte hat die Untersuchung der verschiedenen Flächen des chloresuren Natrons, des unterschwefelsauren Bleis und der Spaltungsebene der schwefelsauren Magnesia in der That vollkommene Gleichwerthigkeit der verschiedenen Richtungen ergeben.

Es zeigen somit die vorliegenden Beobachtungen, daß die Lösungsgeschwindigkeit in den verschiedenen Richtungen auf einer Krystallfläche eine verschiedene ist, und daß diese Geschwindigkeit in erster Linie abhängt von der krystallographischen Werthigkeit der Richtung; während bei der Härte letztere, so weit unsere Beobachtungsmittel

reichen, gar nicht in Betracht kommt, sondern lediglich die Spaltbarkeit, zeigt sich bei den Lösungsfiguren gerade das entgegengesetzte Verhalten und wenn ein Einfluss der Spaltbarkeit auf dieselben überhaupt existirt, so ist er jedenfalls untergeordneter Art.

Straßburg, den 15. December 1873.

**VI. Ueber die Abhängigkeit der Elasticität des Kautschucks von der Temperatur;  
von Dr. F. Exner,**

Privatdocent in Wien.

(Aus den Sitzungsber. der Wiener Akad. vom Verf. mitgetheilt.)

Das bekannte abnorme Verhalten des Kautschucks, sich durch Ausdehnung zu erwärmen und beim Zusammenziehen wieder abzukühlen, führte W. Thomson auf die Idee, es müßte dem entsprechend auch das gedehnte Kautschuck durch Temperaturerhöhung sich zusammenziehen, durch Temperaturniedrigung sich ausdehnen. Diese Vermuthung wurde experimentell durch Joule bestätigt<sup>1)</sup>. Es hat später Schmulewitsch diese Versuche wieder aufgenommen<sup>2)</sup> bei Gelegenheit seiner Untersuchungen über Muskelfasern, von welchen letzteren ein gleiches abnormes Verhalten gegen Erkaltung und Erwärmung bekannt war. In Bezug auf Kautschuck kam Schmulewitsch zu dem Resultate, daß die von Joule beobachtete Verkürzung durch Erwärmung erst bei einer Belastung eintritt, welche hinreicht, dasselbe ungefähr auf das Doppelte seiner ursprünglichen Länge auszudehnen und daß unterhalb derselben das Kautschuck sich ganz normal verhält. Zahlreiche

1) *Phil. Mag.* 1857.

2) *Züricher Vierteljahrsschrift* XI, 866 und diese *Ann.* CXLIV.

von Schmulewitsch ausgeführte Versuche bestätigen dieß und es ergibt sich aus denselben, daß für jeden Kautschuckstreifen eine gewisse Belastung existirt, bei welcher er durch Erwärmung weder verkürzt noch ausgedehnt wird, also gewissermaßen ein neutraler Punkt, unterhalb dessen das Kautschuck ein normales, oberhalb desselben es aber sein anomales Verhalten zeigt. Schmulewitsch suchte eine Erklärung dieser sonderbaren Erscheinung dadurch zu geben, daß er die Annahme machte, es hätte eine Temperaturerhöhung des Kautschucks einen zweifachen Einfluß auf dasselbe; erstens erlitt es dadurch eine Ausdehnung wie alle normalen festen Körper und zweitens würde seine Elasticität dadurch gesteigert oder sein Elasticitätscoëfficient dadurch vergrößert; letzterer ist hierbei als das Gewicht zu nehmen, welches einen Stab vom Querschnitte  $= 1$  um seine eigene Länge ausdehnt. Diese beiden Annahmen als richtig vorausgesetzt, würden die Erscheinung allerdings erklären, aber es fragt sich, ob nicht vielleicht auch andere Umstände hier mit im Spiele sind, welche durch die Art der Verfertigung des Kautschucks, seine Structur und dgl. bedingt seyn können; es schien mir daher von Interesse, die Richtigkeit oder Unrichtigkeit des von Schmulewitsch vermutheten Zusammenhanges zwischen Temperatur und Elasticität beim Kautschuck experimentell zu bestimmen.

Ich konnte mich hierzu selbstverständlich nicht der gewöhnlich bei Bestimmung des Elasticitätscoëfficienten angewendeten Methoden bedienen, welche auf Messung der durch Gewichte bewirkten Längenausdehnung beruhen; ich suchte daher durch Bestimmung der Schallgeschwindigkeit die Elasticitätsverhältnisse im Kautschuck bei verschiedenen Temperaturen erkenntlich zu machen. Da es sich zuvörderst nicht so sehr um numerische Genauigkeit, als vielmehr darum handelt, zu bestimmen, ob mit wachsender Temperatur die Elasticität und also auch die Schallgeschwindigkeit zu- oder abnehme, so konnte man von dieser Methode auch vollkommen befriedigende Resultate erwarten.

Es hat Director Stefan eine Methode angegeben<sup>1)</sup>, die Schallgeschwindigkeit in Kautschuckschnüren zu bestimmen, die gerade für den vorliegenden Fall sehr geeignet ist und nach welcher ich zunächst eine Reihe von Versuchen ausführte; es besteht diese Methode darin, daß bei einer gespannten Kautschuckschnur plötzlich — durch Abbrennen eines Fadens — an einem Ende die Spannung aufgehoben und die Zeit gemessen wird, welche die so entstehende Contractionswelle braucht, um bis an das andere Ende der Schnur zu gelangen und auch dort die Spannung aufzuheben.

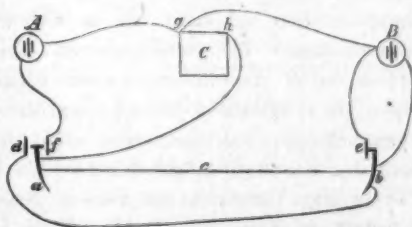
Die Messung dieser sehr kleinen Zeit geschieht mittelst eines Hipp'schen Chronoskopes, zu welchem Zwecke es nöthig ist, durch eine übrigens sehr leicht herstellbare Vorrichtung den das Chronoskop in Thätigkeit setzenden elektrischen Strom bei Beginn des Versuches zu unterbrechen und am Ende desselben ihn wieder zu schließen. Bei Herstellung dieser, im wesentlichen aus je einer elastischen, durch den Kautschuckfaden selbst in Thätigkeit gesetzten Contactfeder bestehenden Vorrichtung ist nur auf den Umstand Rücksicht zu nehmen, daß wenigstens die den Strom wieder schließende zweite Feder zu diesem Schlusse selbst einige Zeit gebraucht, welche dann je nach ihrer Größe den Versuch mehr oder weniger fehlerhaft macht. Es läßt sich allerdings die Anordnung leicht so treffen, daß dieser Fehler ein fast verschwindender ist; wenn man nämlich, wie dies Director Stefan gethan, statt des Kautschuckfadens einen kurzen Draht oder undehnbaren Bindfaden nimmt, in denen die Fortpflanzung der Contractionswelle jedenfalls eine durch das Chronoskop unmeßbar kleine Zeit in Anspruch nimmt, so findet man bald die geeignete Stellung und Spannung der Contactfedern, bei welcher das Chronoskop während des Versuchs keine Verrückung des Zeigers mehr anzeigt. Allein es sind die Hipp'schen Chronoskope nicht von solcher Empfindlichkeit, daß sie einen Zeitverlauf von wenigen Tausendtel Sekunden noch

1) Wien. Akad. LXV.

anzeigen — das mir zu Gebote stehende, vollkommen neue Instrument reagirte in der Regel erst auf einen Zeitverlauf von 12 bis 16 Tausendtel Sekunden — und es ist daher bei der vorstehenden Anordnung des Versuchs sehr gut möglich, daß die Contactfeder zum Niederfallen und Schließen des Stromes eine Zeit von einigen Tausendtel Sekunden braucht, ohne daß das Chronoskop dieselbe anzeigt. Hiervon überzeugte ich mich auch dadurch, daß ich bei Anwendung von Kautschuck an Stelle des Bindfadens ganz merkliche und regelmäßige Differenzen bekam, je nachdem ich die Spannung der Contactfedern änderte, wobei natürlich diese Aenderungen stets in den Gränzen blieben, innerhalb deren sie sich vorher bei Anwendung von Bindfaden als vollkommen unwirksam gegen das Chronoskop verhielten. So erhielt ich z. B. bei einem Versuche bei starker Spannung der Feder in Tausendtel Sekunden die Zahlen 45, 43, 43, 44, 43, dagegen bei schwächerer, jedoch immer in obigen Gränzen gehaltener Spannung die Zahlen 51, 51, 53, 50, 51; um daher frei zu sein von einem derartigen variablen Fehler, änderte ich die Contactvorrichtungen dahin ab, daß nicht nur die Einschaltung, sondern auch die Arretirung des Chronoskopes durch eine Stromesunterbrechung bewerkstelligt werden konnte.

Es sind zu diesem Zwecke zwei Stromesquellen *A* und *B*, Fig. 1, Daniell'sche Elemente von passender

Fig. 1.



Stärke, nöthig; die durch den Kautschuckfaden *c* gespannten Federn *a* und *b* sind so gestellt, daß ohne Spannung

erstere gegen den Contact *d* anliegt, letztere von *e* absteht, während der Spannung dagegen erstere gegen den Contact *f*, letztere gegen *e* anliegt. Zu Beginn des Versuches ist daher das Uhrwerk des Chronoskopes durch den von *A* ausgehenden, in das Chronoskop *C* bei *g* ein- und bei *h* austretenden, durch *a* und *f* geschlossenen Strom arretirt; der von *B* ausgehende Strom ist direct durch den Contact *e — b* geschlossen. Wird nun die Spannung des Kautschuckfadens bei *b* plötzlich unterbrochen, so hebt sich die Feder *a* von *f* weg und schlägt gegen *d*, noch bevor die Spannungsänderung im Kautschuck bis *b* gekommen ist, was sich leicht durch Controlversuche nachweisen läßt. Während nun *a — f* unterbrochen und *b — e* noch nicht geöffnet ist — die eigentliche Versuchszeit — ist das Element *A* vollständig ausgeschaltet und von *B* könnte nur ein Zweigstrom, *BbdahgB*, durch das Chronoskop gehen; hat man aber die Elemente auf die für das Chronoskop passende Intensität eingerichtet, dann ist dieser Zweigstrom vermöge des großen Widerstandes im Chronoskope und der ganz directen Schließung *e — b* viel zu schwach, um eine Arretirung desselben zu bewirken. Ist aber das Nachlassen der Spannung von *a* bis *b* gekommen — der Versuch also beendet — dann wird der Contact *b — e* unterbrochen und der ganze Strom des Elementes *B* geht durch das Chronoskop, dessen Arretirung somit erfolgt. Man ist bei dieser Anordnung der Contacte jedenfalls frei von allen variablen Fehlern, auf welche es im vorliegenden Falle ja hauptsächlich ankommt, da es sich um vergleichende Bestimmungen bei verschiedenen Temperaturen handelt. Daß durch Anwendung zweier Elemente statt eines einzigen die constanten Fehler vergrößert würden, ist kaum anzunehmen, jedenfalls aber nicht in einer die Vergleichung der Resultate merklich störenden Weise.

Noch bevor die Versuche mit verschiedenen Temperaturen angestellt wurden, untersuchte ich die Größe der Schallgeschwindigkeit in verschieden langen Stücken von ein und derselben Kautschuckschnur bei gewöhnlicher Zim-



temperatur, um zu sehen, inwieweit die Resultate mit einander übereinstimmen würden; die nachfolgende Tabelle giebt die erhaltenen Werthe.

Tabelle I.

Länge der Schnur	Angaben des Chronoskopes bei den einzelnen Versuchen in Tausendtelsekunden	Schallgeschwindigkeit
I. 0 <sup>m</sup> ,91	20, 20, 19, 20, 21, 20	45 <sup>m</sup> ,5
II. 2 <sup>m</sup> ,07	44, 42, 46, 46, 46, 45, 46	46 <sup>m</sup> ,0
III. 3 <sup>m</sup> ,83	85, 84, 84, 85	45 <sup>m</sup> ,3
IV. 6 <sup>m</sup> ,77	144, 142, 145, 145 142, 144, 146, 143, 142	47 <sup>m</sup> ,1

Es wurden diese Versuche alle bei einer gleichen Spannung von 200 Grm. vorgenommen; es ist bei vergleichenden Versuchen eine gleiche Spannung unbedingt nothwendig, da sich die Schallgeschwindigkeit sehr merklich mit der Spannung ändert und zwar in gleichem Sinne. So ergab z. B. eine Kautschuckschnur, deren Länge in ungespanntem Zustande 1<sup>m</sup> betrug, bei Spannung auf verschiedene Länge die nachstehenden Werthe.

Tabelle II.

Länge während des Versuches	Angaben des Chronoskopes bei den einzelnen Versuchen in Tausendtelsekunden	Schallgeschwindigkeit
I. 2 <sup>m</sup> ,0	41, 44, 43, 42, 43, 41, 43, 42	47 <sup>m</sup> ,2
II. 3 <sup>m</sup> ,0	54, 51, 54, 52, 53, 54, 50, 53, 56, 53	56 <sup>m</sup> ,6
III. 4 <sup>m</sup> ,0	63, 64, 64, 66, 63, 63, 63, 63, 65, 62	62 <sup>m</sup> ,9
IV. 5 <sup>m</sup> ,0	77, 74, 77, 77, 74, 75, 78, 74, 75, 77	65 <sup>m</sup> ,9



Die aus den Versuchen der Tabelle I sich ergebenden Werthe der Schallgeschwindigkeit stimmen sehr gut mit dem von Director Stefan nach derselben Methode erhaltenen Werth von  $46^m$ , was jedoch nur in einer zufälligen Gleichheit des verwendeten Materials seinen Grund haben kann, da in den verschiedenen Arten des Kautschucks sich eine sehr verschiedene Geschwindigkeit des Schalles ergibt. Bei dem in dem vorliegenden Versuche angewendeten Kautschuck bewirkte die Spannung von 200 Gramm eine Ausdehnung desselben auf ungefähr das Doppelte der ursprünglichen Länge.

Um nun auch bei höheren Temperaturen die Versuche anstellen zu können, ward die zu untersuchende Kautschuckschnur in einen regulirbar heizbaren Raum gebracht, dessen Temperatur an drei, längs der Schnur angebrachten Thermometern abgelesen wurde. Es wurde zunächst ein Stück des schon bei den Vorversuchen verwendeten Kautschucks (vulcanisirt, schwarz) untersucht; die nachfolgende Tabelle ergibt die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in demselben von der Temperatur.

Tabelle III.

Temperatur in Cels.	Schall- geschwindigkeit
0°	54 <sup>m</sup> ,0
12	47 ,6
15	47 ,0
33	37 ,5
40	33 ,5
50	30 ,7
60	30 ,2
74	29 ,0

Nach dem Versuche ergab sich bei gewöhnlicher Zimmertemperatur wieder eine Schallgeschwindigkeit von  $47^m$ ; es hatte demnach das Kautschuck durch den Einfluß der angewendeten hohen Temperatur noch keine bleibende Veränderung erlitten. Man sieht aus dieser Tabelle, daß

die Schallgeschwindigkeit, also auch die Elasticität, mit wachsender Temperatur sehr bedeutend abnimmt und nicht wächst, wie dies Schmulewitsch zur Erklärung des abnormen Verhaltens des Kautschucks gegen Wärme angenommen hatte; es bleibt diese Abnahme der Elasticität mit der Temperatur auch noch bestehen, wenn man beliebig große Spannungen des Kautschucks anwendet, indem dann nur die absoluten Werthe der Schallgeschwindigkeit sämmtlich wachsen in der Weise, wie dies für Zimmertemperatur aus Tabelle II ersichtlich.

Eine andere Kautschuckschnur (vulcanisirt, roth) ergab ganz ähnliche Resultate, nur daß die absoluten Werthe etwas größer sind als bei dem im vorhergehenden verwendeten Materiale.

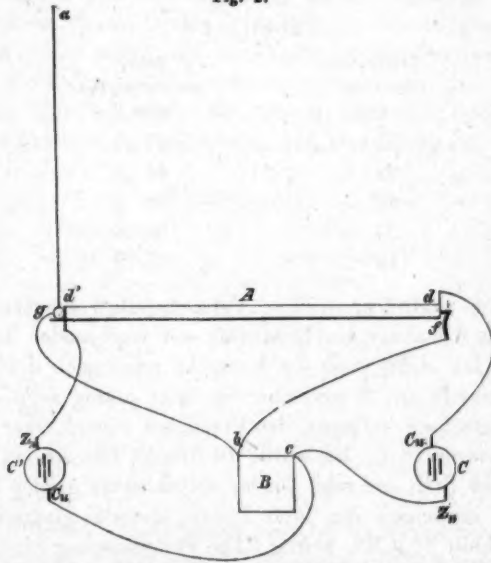
Tabelle IV.

Temperatur in Cels.	Schall- geschwindigkeit
0°	69 <sup>m</sup> ,3
11	57 ,1
22	44 ,4
42	39 ,1
57	36 ,6
70	33 ,9

Noch zahlreiche weitere Versuchsreihen ergaben stets dieselbe Abnahme der Elasticität mit wachsender Temperatur. Ich stellte nun die Versuche noch nach der zweiten Methode an, bei welcher es nicht nöthig seyn sollte, das Kautschuck während des Versuches irgend einer Dehnung auszusetzen. Es wurde zu diesem Zwecke ein prismatischer Stab aus sehr feinem vulkanisirten grauen Kautschuck verwendet von 1<sup>m</sup>60 Länge, dessen quadratischer Querschnitt 9 □Ctm. betrug. Die Fortpflanzung eines longitudinalen Impulses in demselben, etwa durch Aufklopfen mit dem Finger gegen eine der Endflächen, war sehr deutlich bemerkbar, selbst wenn der Impuls nur ein äußerst schwacher war. Um auf diese Weise beobachten zu kön-

nen, mußten natürlich die Einschaltung des Chronoskopes und die damit verbundenen Contactvorrichtungen etwas modificirt werden; es hat zwar keine Schwierigkeit, gleichzeitig mit der Erregung des Impulses einen Contact zu schliessen und ebenso bei Ankunft desselben am anderen Ende des Kautschuckstabes einen solchen zu unterbrechen, allein da das Uhrwerk des Hipp'schen Chronoskopes nur in Gang ist, wenn kein Strom durch dasselbe geht und im entgegengesetzten Falle arretirt wird, so mußte eine Einrichtung der Contacte in der Weise getroffen werden, daß zu Beginn des Versuches der durch das Chronoskop gehende Strom unterbrochen und zu Ende desselben wieder geschlossen wurde; dieß geschah in einer Weise, wie es Fig. 2 zeigt.

Fig. 2.



Der Kautschuckstab *A* hatte an seinen beiden Enden metallische Belegungen *d* und *d'*, mittelst welcher einerseits durch die gegenschlagende hammerförmige Feder *f*,

andererseits durch eine in  $a$  aufgehängte kleine Metallkugel  $g$  Contacte geschlossen werden konnten. Die beiden Daniell'schen Elemente  $C$  und  $C'$ , deren Stärke so gewählt ist, daß jedes für sich eben hinreicht, den Elektromagneten des Chronoskopes  $B$  in Thätigkeit zu setzen, sind mit ihren Polen so angeordnet, daß die von ihnen ausgehenden Ströme, wenn die Contacte  $f-d$  und  $d'-g$  gleichzeitig geschlossen sind, in entgegengesetzter Richtung den Elektromagneten umkreisen. Es ist demnach zu Beginn des Versuches, wenn die den Impuls ertheilende Feder  $f$  von  $d$  abgehoben ist und die Kugel  $g$  gegen  $d'$  anliegt, das Uhrwerk durch den von  $C'$  ausgehenden Strom arretirt, da  $C$  durch die Unterbrechung bei  $f$  ganz außer Thätigkeit gesetzt ist. Sobald die Feder  $f$  den Impuls ertheilt und gleichzeitig den Contact  $f-d$  schließt, gehen die Ströme beider Elemente  $C$  und  $C'$  durch das Chronoskop, aber in entgegengesetzter Richtung, wodurch die von  $C'$  herrührende Arretirung des Uhrwerkes aufgehoben ist. Ist der Impuls in  $d'$  angekommen, so wird die Kugel  $g$  abgestoßen, somit der von  $C'$  herrührende Strom unterbrochen und es wirkt nur mehr der Strom des Elementes  $C$ , der nun seinerseits das Uhrwerk arretirt. Es wurde bei diesen Versuchen der Kautschuckstab immer in horizontaler Lage und so befestigt, daß er nur an den beiden Enden eingeklemmt wurde, während die übrige Oberfläche frei war; was die Ertheilung des Impulses anlangt, so geschah dieselbe nicht immer mittelst der Feder  $f$ , sondern zum Theil auch durch Anklopfen mit dem Finger, indem dann gleichzeitig der Contact durch einen dazwischen gehaltenen feinen Kupferdraht oder Stanniolstreifen hergestellt wurde.

Die nach dieser directeren Methode angestellten Versuche fielen ganz in demselben Sinne wie die früheren aus; in der nachfolgenden Tabelle ist beispielsweise eine solche Versuchsreihe angegeben, welche allerdings nur innerhalb der Gränzen von  $0^\circ$  bis  $45^\circ$  Cels. angestellt wurde, nichts-

destoweniger aber den gesetzmäßigen Verlauf des Experimentes sehr deutlich erkennen läßt.

Tabelle V.

Temperatur	Angaben des Chronoskopes bei den einzelnen Versuchen in Tausendtelsekunden	Schallgeschwindigkeit
0°	36, 36, 37, 38, 37, 38, 38, 38, 35, 37, 38, 35, 38	43 <sup>m</sup> ,2
10	40, 39, 39, 40, 40, 39, 38, 39, 39, 40, 40, 40	40 <sup>m</sup> ,8
22	41, 43, 43, 45, 42, 42, 45, 41, 44, 41, 43	37 <sup>m</sup> ,4
45	50, 47, 47, 50, 50, 50, 51, 49, 52, 47, 49, 50, 51, 51, 50, 51, 50	32 <sup>m</sup> ,3

Man sieht aus dieser Tabelle, daß auch bei einer Methode, wo gar keine Dehnung des Kautschucks in Anwendung kommt, sondern lediglich die Fortpflanzung eines longitudinalen Impulses, sich eine bedeutende Abnahme der Elasticität mit wachsender Temperatur ergibt.

Es scheint demnach die von Schmulewitsch gegebene Erklärung des abnormen Verhaltens des Kautschucks gegen Wärme eine irrige zu seyn und eine derartige Erklärung überhaupt eher in durch die Bereitungsweise hervorgerufenen besonderen Structurverhältnissen als in abnormen physikalischen Eigenschaften des Materiales zu suchen. Daß bei dieser Erscheinung die Structurverhältnisse mit im Spiele seyn, dafür scheint auch die Thatsache zu sprechen, daß bei einer anderen Art von Körpern mit hervorragender Structur, nämlich bei den thierischen Muskeln, ein ganz gleiches abnormes Verhalten gegen die Wärme auftritt.

Um zu sehen, inwieweit die aus den vorigen Versuchen erhaltenen beobachteten Werthe für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines longitudinalen Impulses im Kautschuck mit der berechneten Schallgeschwindigkeit in demselben

stimmt  
Form

wo v  
freier  
Stab  
erfäh  
wich  
herer  
der  
stap  
rung  
4 □  
gesch  
nosk  
mert  
mel  
Wer  
mati  
Ueb  
sowi  
nem  
welc  
gun  
digk  
Met  
des  
ten  
tens  
gesc  
den  
kes  
wod  
bare  
1)

stimmen würde, berechnete ich letztere aus der bekannten Formel

$$v = \sqrt{\frac{g}{\delta}}$$

wo  $v$  die Schallgeschwindigkeit,  $g$  die Beschleunigung beim freien Fall und  $\delta$  die Verlängerung bedeutet, welche ein Stab von der zu untersuchenden Substanz und 1<sup>m</sup> Länge erfährt, wenn er der Einwirkung einer seinem eigenen Gewichte gleichen Belastung ausgesetzt wird. Da der im früheren verwendete Kautschuckstab, auf den sich die Werthe der Tabelle IV beziehen, mir nicht mehr zur Verfügung stand, so benutzte ich zur Bestimmung dieser Verlängerung einen anderen Stab von demselben Material und 4 □ Centm. Querschnitt. In demselben hatte sich die Schallgeschwindigkeit nach der früheren Methode mit dem Chronoskope bestimmt zu 34<sup>m</sup>6 ergeben bei gewöhnlicher Zimmertemperatur. Der für denselben Stab nach obiger Formel und aus der beobachteten Verlängerung berechnete Werth betrug 37<sup>m</sup>5, was in Anbetracht der nur approximativ ausführbaren Bestimmung jedenfalls eine genügende Uebereinstimmung zu nennen ist. Es liegt dieser Werth, sowie die sämmtlichen im vorhergehenden, an verschiedenem Kautschuck erhaltenen, auch innerhalb der Grenzen, welche Director Stefan nach der Methode der Schwingungen zusammengesetzter Stäbe <sup>1)</sup> für die Schallgeschwindigkeit im Kautschuck fand; es variirten die nach dieser Methode erhaltenen Werthe, je nach der Beschaffenheit des Materials von 30° bis 60<sup>m</sup>.

Ich habe schliesslich noch untersucht, ob bei der zweiten von mir angewendeten Methode eine Variation der Intensität des Impulses einen Einfluss auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit desselben ausübe oder nicht. Die verschiedene Intensität des Impulses wurde durch verschieden starkes Spannen der anschlagenden Feder  $f$  in Fig. 2 erzeugt, wodurch ganz erhebliche, wenn auch freilich nicht messbare Differenzen in der Intensität bewirkt werden konnten.

1) Wien. Akad. LVII.

Die erhaltenen Resultate ergaben jedoch keinen bestimmten Unterschied, selbst für die extremsten Fälle der Spannung, wie die nachfolgende Tabelle zeigt.

Tabelle VI.

Stab, dessen Querschnitt = 9 □ Centm.

Impuls	Angaben des Chronoskopes bei den einzelnen Versuchen in Tausendtelsekunden	Mittel
Sehr schwach	43, 42, 42, 42, 43, 43, 43, 43	42,6
Sehr stark	43, 43, 44, 39, 42, 42, 43, 43	42,4

Tabelle VII.

Stab, dessen Querschnitt = 4 □ Centm.

Impuls	Angaben des Chronoskopes bei den einzelnen Versuchen in Tausendtelsekunden	Mittel
Sehr schwach	44, 44, 42, 44, 42, 44, 45	43,6
Sehr stark	45, 43, 44, 43, 45, 42, 45	43,8

Diese Tabellen zeigen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Intensität des Impulses wenigstens in dem hier angewendeten Intervalle sich um nichts merkliches ändert, da die in den Tabellen auftretenden Differenzen ohne Zweifel als Beobachtungsfehler zu nehmen sind, um so mehr, da die Abweichungen bei den verschiedenen Versuchsreihen nach entgegengesetzter Richtung liegen. Deswegen ungenau wäre es bei genauerer Construction des Apparates und besonders bei Anwendung größerer Versuchs-



längen auf diese Weise vielleicht am ehesten möglich, die Frage nach der Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Intensität der Erregung ganz direct zu lösen.

Straßburg, den 20. December 1873.

VII. *Weitere Mittheilungen über Aetzfiguren  
an Krystallen;  
von Heinrich Baumhauer.*

Kürzlich <sup>1)</sup> habe ich gezeigt, daß die Flächen isomorpher Krystalle nach dem Aetzen entweder gleiche oder — namentlich in Bezug auf die Lage — verschiedene mikroskopische Eindrücke zeigen können. Zu den isomorphen Körpern mit gleichen Aetzfiguren gehören die monoklinen Doppelsalze: schwefelsaures Nickeloxydul-Kali und Ammoniak, sowie schwefelsaures Eisenoxydul-Ammoniak. Irrthümlich rechnete ich in der citirten Abhandlung zu dieser Gruppe auch den mit derselben theilweise isomorphen Eisenvitriol, indem ich übersah, daß die länglichen streifenartigen Vertiefungen auf der Schiefendfläche  $P = a : \infty b : c$  desselben nicht, wie bei den genannten Nickel-doppelsalzen, in der Richtung der Axe  $a$ , sondern der Axe  $b$  liegen.

Eine zweite Gruppe von isomorphen Krystallen mit gleichen Aetzeindrücken bilden die Alaune. Wie schon v. Kobell beobachtete, zeigen die Oktaëderflächen des Thonkalialauns nach dem Aetzen mit Wasser dreiseitige, gleichkantige Vertiefungen, welche gegen die Oktaëderfläche umgekehrt liegen und deren Flächen deshalb entweder einem Pyramidenoktaëder oder einem Granatoëder angehören müssen. Häufig sind diese Vertiefungen durch eine kleine

1) S. d. Ann. Bd. CL, S. 619.

Oктаëderfläche abgestumpft. Dieselben Vertiefungen beobachtete ich nach dem Aetzen mit Wasser auch auf den Oктаëderflächen des Chlorkali- und Eisenkalialauns. Ich glaube hieraus schliessen zu dürfen, daß auch die andern Alaune sich gleich verhalten. Auf den Würfelflächen des Thonkalialauns, welche bekanntlich nach dem Versetzen der Mutterlauge mit etwas kohlen-saurem Kali stark ausgedehnt an den Krystallen auftreten, zeigten sich nach dem Aetzen mit Wasser — allerdings weit weniger deutlich und häufig unregelmäßig begränzt — vierseitige Vertiefungen, deren Seiten den Combinationskanten des Oктаëders mit dem Würfel parallel zu gehen scheinen und die vielleicht auch auf das Oктаëder zurückzuführen sind. Aehnliche Vertiefungen beobachtete ich auf den mit Wasser geätzten Würfelflächen des Eisenkalialauns.

Wegen seiner Isomorphie mit Augit schien mir der monokline Borax hinsichtlich seiner Aetzfiguren ein besonderes Interesse zu bieten, und es gelang mir denn auch nach leichtem Aetzen mit Wasser an demselben unter dem Mikroskop Eindrücke zu beobachten. Die Aetzfiguren dieses Körpers sind verhältnismäßig klein, dafür aber auf den meisten Flächen sehr deutlich ausgebildet. Der Borax zeigt nach dem Umkrystallisiren gewöhnlich folgende <sup>1)</sup> Flächen:

$$M = \infty a : b : \infty c$$

$$K = a : \infty b : \infty c$$

$$P = a : \infty b : c$$

$$o = a' : \frac{1}{2} b : c$$

$$r = a : \frac{1}{2} b : c.$$

Die beiden ersten Flächen, namentlich *K*, sind blättrig, die letzte *r* liegt in der Diagonalzone von *P*. Alle diese Flächen habe ich hinsichtlich ihrer Aetzfiguren untersucht und gelangte dabei zu folgenden Resultaten.

Die Fläche *K* erscheint nach dem Aetzen mit feinen streifenartigen Eindrücken bedeckt, welche parallel der

1) S. Quenstedt, Mineralogie, S. 503.

Kante  $R/M$  laufen (Fig. 10, Taf. I). Auf der Fläche  $M$  hingegen zeigen sich vierseitige Vertiefungen, die in ihrer Form eine gewisse Aehnlichkeit haben mit denjenigen, welche ich auf den Säulenflächen des schwefelsauren Nickel-oxydul-Kalis und Ammoniaks beobachtete. Ihre längere Seite geht der Kante  $P/M$  parallel, während ihre kürzere — wie es scheint — je nach der Dauer des Aetzens eine etwas verschiedene Lage hat. Oft bildet sie mit der Kante  $M/K$  einen Winkel von etwa  $17^\circ$  und die Eindrücke erscheinen dann fast rechtwinklig. Häufig auch nähert sich die kürzere Seite der Richtung von  $M/K$ , so daß sie derselben manchmal mehr oder weniger parallel erscheint (s. Fig. 9, Taf. I). Die längeren Seiten der betreffenden Vertiefungen sind zurückzuführen auf eine Fläche  $= a:mb:c$ , vielleicht auf  $r = a:\frac{1}{2}b:c$ . Die kürzeren Seiten würden für den Fall der Parallelität mit  $M/K$  auf eine Säule vielleicht auf  $T = a:b:\infty c$  zurückzuführen seyn.

Die Flächen  $o$  zeigen eigenthümliche, längliche, unsymmetrische Vertiefungen, welche parallel der Kante  $P/o$  liegen (s. Fig. 10, Taf. I, wo die beiden  $o$  und  $K$  in der Ebene von  $P$  um letztere flach ausgebreitet gezeichnet sind), während  $r$  mit ebenfalls länglichen schmalen Eindrücken, parallel der Kante  $M/r$  bedeckt erscheint. Die Schiefendfläche  $P$  endlich zeigt Aetzeindrücke, welche meist dicht neben einander liegen und einen vorzugsweise ausgebildeten Winkel der Kante  $P/K$  zukehren (s. Fig. 10, Taf. I). Dieselben sind wohl zum Theil auf die Flächen  $o$  zurückzuführen, da zwei ihrer Seiten mehr oder weniger den Kanten  $P/o$  parallel laufen.

Von Interesse ist nun auch die Untersuchung der Aetzfiguren des Augits, sowie deren Vergleichung mit denjenigen des Borax. Es muß sich hieraus ergeben, in wie weit der äußeren Formgleichheit eine analoge moleculare Structur beider Körper entspricht. Eine gewisse Analogie mit den Aetzeindrücken des Borax zeigen in einzelnen Fällen die natürlichen Unebenheiten, welche man z. B. auf

den Flächen des Diopsids von Piemont beobachten kann. So entspricht z. B. die Streifung auf  $K = a : \infty b : \infty c$  des Diopsids <sup>1)</sup> parallel der Kante  $K/M$  den Aetzindrücken der gleichnamigen Fläche des Borax. Die vordere Schiefendfläche  $P = a : \infty b : c$  des Diopsids erscheint unter dem Mikroskop mit kleinen, oft in der Richtung  $a/c$  zu Furchen vereinigten Vertiefungen bedeckt. Namentlich interessant sind aber die vierseitigen, zuweilen mehrseitigen Unebenheiten, welche an einzelnen Stellen auf  $M = \infty a : b : \infty c$  des Diopsids auftreten. Fig. 11, Taf. I (oben rechts) stellt diese Vertiefungen, welche eine gewisse Ähnlichkeit mit den oben für  $M$  des Borax beschriebenen vierseitigen Aetzindrücken zeigen und sich manchmal zu fortlaufenden Furchen vereinigen, in 480facher Vergrößerung dar. Wie man aus der Figur ersieht, haben dieselben nicht immer eine gleiche Lage. Ausser den vierseitigen Vertiefungen erscheinen auf der Fläche  $M$  des Diopsids unter dem Mikroskop häufig Streifen, welche der hinteren Schiefendfläche  $x = a' : \infty b : c$  parallel gehen (s. Fig. 11, Taf. I oben links bei  $\alpha$ ). Ich habe nun mehrere Diopsidkrystalle mit einem warmen Gemische von feingepulvertem Flußspath und Schwefelsäure behandelt und erhielt dadurch schon nach wenigen Minuten deutlich Aetzfiguren, namentlich auf den Flächen  $K$ ,  $M$  und  $m = \frac{1}{3}a : \frac{1}{2}b : c$ . Die vordere Schiefendfläche  $P$  eignet sich wegen ihrer geringen Ausdehnung und ihrer Unebenheit nicht zur Erzeugung deutlicher Aetzfiguren.

Auf  $K = a : \infty b : \infty c$  erscheinen viele Streifen parallel der Hauptaxe. Oft sind dieselben verbreitert und an beiden Enden zugespitzt, so daß langgestreckte sechseckige Formen entstehen.

Die Fläche  $M = \infty a : b : \infty c$  zeigt sehr merkwürdige Aetzindrücke (s. Fig. 11 auf der unteren Hälfte). Es sind theils länglich-rundliche, häufig zu Furchen vereinigte Gestalten (Fig. 11 bei  $\beta$ ), welche ungefähr senkrecht gegen

1) S. Quenstedt, Mineralogie, S. 255.

die Hauptaxe liegen und — wie ich zu glauben geneigt bin — aus den schon auf der ungeätzten Fläche vorhanden gewesenen mikroskopischen Unebenheiten entstanden sind. Viel charakteristischer sind die größeren vier- bis sechsseitigen schräg liegenden Vertiefungen, wie sie in Fig. 11 bei  $\gamma$  und  $\delta$  gezeichnet sind. Die Formen bei  $\gamma$  scheinen zuerst aufzutreten, woraus dann bei weiterer Einwirkung des Aetzmittels die um  $\delta$  gelegenen Formen hervorgehen.

Die Flächen  $m = \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}b : c$  mit  $m/m = 131\frac{1}{2}^\circ$  zeigen nach dem Ätzen deutliche dreiseitige Vertiefungen (siehe Fig. 12, Taf. I). Die längste Seite derselben geht parallel  $Pm$ , der ihr gegenüber liegende fast rechte Winkel ist der Kante  $Pm$  zugekehrt. Eine andere Seite ist parallel  $m/m$ . Diese Vertiefungen liegen meist dicht beisammen und durchwachsen einander theilweise. Aehnliche Eindrücke wie  $m$  zeigen die Flächen  $u' = \frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}b' : c$  mit  $u'/u' = 96^\circ 36'$ .

Die beschriebenen Aetzfiguren des Diopsids sind vorzugsweise zurückzuführen auf eine Säule, auf verschiedene obere und untere Augitpaare (Hemipyramiden) und auf das Orthopinakoid.

Vergleicht man nun die Aetzindrücke auf  $K$  und  $M$  des Borax mit denjenigen auf denselben Flächen des Diopsids, so findet man, daß zwar für  $K$  eine große Analogie zwischen beiden besteht, daß aber die Eindrücke auf  $M$  sich wieder mehr von einander entfernen. Die Art der Ausbildung sowohl wie die Lage der Vertiefungen ist auf  $M$  des Diopsids nicht unwesentlich verschieden von derjenigen des Borax. Beide Körper stehen hinsichtlich ihrer molecularen Structur jedenfalls einander nicht so nahe, als es z. B. bei den Doppelsalzen, schwefelsaures Nickeloxydul-Kali und Ammoniak der Fall ist. Dieses Resultat kann schon aus dem Grunde nicht überraschen, weil auch die chemische Zusammensetzung des Borax mit derjenigen des Diopsids keine Analogie zeigt.

Ich beabsichtige demnächst auch die Säulenflächen  $T$  und  $I$  des Orthoklases, welche sich bekanntlich, obgleich

geometrisch identisch, durch ihre Spaltbarkeit unterscheiden, hinsichtlich ihrer Aetzfiguren zu untersuchen. Es dürften sich daraus interessante Schlüsse in Bezug auf das kristallographische System des Feldspathes ergeben.

Lüdinghausen (Westfalen), im Mai 1874.

### VIII. *Neue Beobachtungen an der Elektromaschine zweiter Art; von J. C. Poggendorff.*

(Aus d. Monatsber. d. Akad. Januar 1874.)

Als ich vor einiger Zeit, nach mehrmonatlicher Unterbrechung meiner Beschäftigung mit der Elektromaschine zweiter Art, dieselbe wiederum zur Hand nahm, wurde ich nicht wenig überrascht, eine ganze Reihe von Erscheinungen wahrzunehmen, die ich früher, da ich doch diese Maschine so eingehends untersuchte, nicht hatte beobachten können.

Die Maschine, noch dieselbe verticale, in der einfachen Gestalt, wie sie zu den früheren Untersuchungen gedient hatte, war anscheinend in gutem Zustande; aber dennoch erhielt ich zwischen den Elektroden entweder gar keinen Strom oder einen äußerst schwachen, und zwar nur so lange, als ich die geriebene Ebonitplatte hinter einen der Elektrodenkämme hielt.

Noch mehr setzte es mich in Verwunderung als ich die Maschine im Dunklen rotiren liefs, und dabei ersah, dafs sie keineswegs ganz wirkungslos war, vielmehr in dem verticalen Bogen an der Hinterscheibe einen Strom von beträchtlicher Stärke entwickelte.

Es mußte mich diese einseitige Wirkung natürlich sehr befremden, da ich früher immer gefunden hatte, dafs das gleichzeitige Daseyn der Ströme in den beiden Bögen



(dem vertikalen an der Hinterscheibe und dem horizontalen an der Vorderscheibe) eine nothwendige Bedingung zur Wirksamkeit der Maschine sey.

In meiner letzten Abhandlung sagte ich deshalb eigends: „Die Ströme in den beiden Bögen stehen in engster gegenseitiger Abhängigkeit. Keiner von ihnen kann ohne den anderen existiren. Eine Verstärkung oder Schwächung des einen verstärkt oder schwächt nothwendig den andern. Darum müssen, wenn der Strom zwischen den Elektroden kräftig seyn soll, die Vertikalkämme an der Hinterscheibe in gut leitender Verbindung stehen“<sup>1)</sup>.

Von dieser Regel macht selbst der anomale Fall, dessen ich damals auch schon Erwähnung that, keine Ausnahme.

Ich meine nämlich die sehr merkwürdige, nur bei der Maschine zweiter Art vorkommende Erscheinung, welche sich zeigt, wenn sie keinen diametralen Conductor besitzt, und man, nachdem sie auf gewöhnliche Weise erregt worden ist, ihre Elektroden so weit als möglich auseinander zieht.

Man bekommt dann keinen Strom zwischen den Elektroden, aber statt dessen vier Partialströme, die nur in den vier Kämmen ihren Sitz haben, indem jeder derselben zur Hälfte positive, zur Hälfte negative Electricität aussendet.

Demgemäß treten an jeder Scheibe immer zwei solcher Partialströme auf und niemals hat man bisher beobachtet, daß sie etwa an einer dieser Scheiben fehlen könnten, selbst wenn man auch die hinteren Vertikalkämme (gleich den Elektrodenkämmen) ganz außer leitender Verbindung setzt, was durch Aushebung des Mittelstücks, mit dem der Vertikalbogen versehen ist, ohne Mühe geschieht.

Also auch dieser Fall bildet keine Ausnahme von der angeführten Regel und er giebt deshalb auch keinen Aufschluß darüber, weshalb bei den eben angeführten Beobachtungen die Vorderscheibe sich ganz wie wirkungslos verhielt.

1) Monatsberichte 1872, S. 324. (Ann. Bd. 150, S. 9.)



Woraus entspringt nun aber diese scheinbare Wirkungslosigkeit? Sie von einer Verunreinigung dieser Scheibe abzuleiten, mußte wohl der nächste Gedanke seyn. Ich nahm also die Maschine auseinander, reinigte die Vorderscheibe bestmöglich, was, da sie (wie die Hinterscheibe) ungefirnist ist, leicht und vollständig geschieht und brachte sie wieder an ihren Ort.

Jetzt fungirte die Maschine vortrefflich, von der räthselhaften Erscheinung war keine Spur mehr sichtbar.

In diesem Zustand verblieb die Maschine wohl 14 Tage, während welcher Zeit ich sie zu verschiedenen Zwecken mit gutem Erfolg verwandte.

Ich war nun insofern beruhigt, als ich die Anomalie entfernt hatte, konnte mich aber immer noch nicht recht dazu verstehen, die Ursache derselben lediglich einer Verunreinigung der Scheiben, namentlich der Vorderscheibe, zuzuschreiben.

Da ereignete es sich eines Tages, daß die erwähnte Anomalie unerwartet wiederum zum Vorschein kam. Um sie zu entfernen, beschloß ich die Vorderscheibe wie früher zu reinigen (obwohl sie sich gar nicht als besonders unrein erwies) und schritt also dazu, die Maschine auseinanderzunehmen.

Zu meinem nicht geringen Erstaunen ersah ich dabei, daß die Schraubenmutter, welche die Vorderscheibe auf der Axe der Maschine festklemmt, sich ein wenig gelüftet hatte, und daß in Folge deß diese Scheibe gar nicht Theil nahm an der Rotation, sondern außer leichten Hin- und Herschwankungen ganz in Ruhe verblieb <sup>1)</sup>.

- 1) Das Lüften dieser Schraube war offenbar dadurch veranlaßt worden, daß ich die Vorderscheibe hatte häufig rückwärts rotiren lassen. Es kann dadurch, wie ich später erfuhr, noch ein anderer Uebelstand herbeigeführt werden. Es ist mir nämlich begegnet, daß die Maschine plötzlich mit aller Kraft nicht zu drehen war. Der Fall war mir schon früher einmal vorgekommen und da hatte sich als Grund desselben herausgestellt, daß es zwischen den beiden Hülsen, welche die Scheiben tragen, und von denen die eine die andere umschließt, an Oel mangelte, wodurch eine Reibung entstand, stark genug, um die ent-

Man wird sich vielleicht wundern, daß ich dieses bis dahin übersehen konnte; allein es erklärt sich leicht durch den Umstand, daß ich meistens im Halbdunkel operirte, um die elektrischen Lichterscheinungen wahrzunehmen und daß die Scheibe auch keine Marke trägt, woran man ihre Bewegung erkennen kann. Die Marken nämlich, mit denen meine Maschine versehen ist, um die Rotationsrichtungen zu erkennen, sitzen nicht auf dem Glase der Scheiben, sondern auf den Mutterschrauben, welche diese festklemmen.

Mit der eben genannten Erfahrung war nun offenbar die Ursache der einseitigen Wirkung der Maschine aufgefunden und das bestätigte sich auch sofort, indem ich durch absichtliches Festhalten einer der Scheiben diese Einseitigkeit nach Belieben hervorrufen konnte.

Bei näherer Untersuchung ergaben sich jedoch einige Bedingungen als wesentlich, die deshalb bemerkenswerth sind.

So zeigte es sich zuvörderst, daß eine ganz neutrale Maschine in keiner Weise beim Festhalten einer der Scheiben zur Thätigkeit gebracht werden kann, man mag die geriebene Ebonitplatte den Kämmen neben der rotirenden oder denen neben der ruhenden Scheibe gegenüber halten.

Immer muß die Maschine erst eine Zeitlang in voller Thätigkeit gewesen seyn, d. h. in den Bögen an beiden Scheiben einen Strom entwickelt haben, wenn das Fest-

gegengesetzten Rotationen dieser Hülsen zu verhindern. Allein dieses Mal fehlte es nicht an Oel. Die äußere Hülse war sehr leicht beweglich auf der inneren und dennoch konnte die Maschine, als sie wieder zusammengestellt worden, nicht gedreht werden. Bei näherer Untersuchung zeigte es sich nun, daß die Schraubenmutter, welche die hintere Scheibe auf ihrer Hülse festklemmt, sich ein wenig gelöst hatte, so daß sie etwa ein Millimeter hervorragte. Wie gering dieser Vorsprung auch war, so reichte er doch hin, einen Druck gegen die Vorderscheibe auszuüben, der die entgegengesetzten Rotationen unmöglich machte. Ein gehöriges Anziehen jener Schraubenmutter entfernte sofort diesen Uebelstand. Für die practische Benutzung der Maschine dürften diese Bemerkungen nicht überflüssig seyn.

halten der einen Scheibe, das Fortbestehen des Stromes an der anderen ermöglichen soll.

Ist dieser einseitige Strom aber einmal erregt, so hält er sich bei fortdauernder Ruhe der anderen Scheibe sehr lange. Dreht man diese Scheibe um  $180^\circ$ , so kehrt auch er seine Richtung um und nimmt man sie ganz fort, so erlischt auch plötzlich der Strom.

Alle diese Umstände beweisen deutlich, daß der elektrische Zustand, in welchen die Scheiben durch die volle Thätigkeit der Maschine versetzt werden, wesentlich ist für das Zustandekommen der einseitigen Wirkung.

Nicht uninteressant ist es zu sehen, wie hiebei gleichsam eine doppelte Wirkung jeder Scheibe auftritt: die eine auf die gegenüberstehende Scheibe und die andere auf die benachbarten Kämme. Bei Ruhe der Scheibe verschwindet die letztere, aber die erstere bleibt.

Die vorstehenden Beobachtungen haben mir Anlaß gegeben, das vorhin erwähnte Phänomen der Partialströme ebenfalls in Bezug auf einseitige Wirkung einer näheren Untersuchung zu unterwerfen und da habe ich denn gefunden, daß es sich ganz ähnlich wie das eben beschriebene verhält.

Hat man nämlich auf angegebene Weise die Partialströme an beiden Scheiben vollständig entwickelt, wozu erfordert wird, daß die Maschine zuvor bei geschlossenem Elektrodenbogen eine Zeitlang in voller Thätigkeit gehalten worden ist und man hält nun eine der Scheiben, z. B. die Vorderscheibe, fest, so verschwinden die genannten Ströme an dieser und die Hinterscheibe fährt fort dieselben in unveränderter Gestalt und ungeschwächter Stärke zu entwickeln.

Auch hier bewirkt eine Drehung der ruhenden Scheibe um  $180^\circ$  eine Umkehrung der Partialströme und, wenn man sie ganz fortnimmt, ein plötzliches und vollständiges Erlöschen derselben.

Die Einseitigkeit der Partialströme beruht also ebenfalls auf einer Polarisation der Scheiben, die aber hier complicirter ist, da die Scheiben in zwei ringförmige Zonen zerfallen, die entgegengesetzt elektrisirt sind.

Auf welche Weise übrigens die vollen Ströme der Maschine durch das zu weite Auseinanderziehen der Elektroden, also durch Unterdrückung des Ueberganges der Elektrizität zwischen ihnen, eigentlich in Partialströme verwandelt werden, ist mir, muß ich gestehen, bis jetzt nicht recht klar geworden.

Ich muß mich auf die Angabe beschränken, daß bei dieser Verwandlung in der Regel die äußeren Hälften der Kämme ihre Polarität behalten, die inneren dagegen sie umkehren. Ein entgegengesetztes Verhalten tritt meistens erst nach einer verworrenen Lichtentwicklung ein und wenn man darauf die Elektroden zusammenschiebt, um den ursprünglichen vollen Strom wiederherzustellen, erweist sich dieser umgekehrt.

Zuweilen ist mir auch der Fall vorgekommen, daß bloß die beiden Kämme, die bei vollem Strome positive Elektrizität aussandten, in zwei polare Hälften zerfielen, die beiden anderen aber unverändert in ihrer ganzen Ausdehnung negative Elektrizität entwickelten. Erst nachdem die Maschine längere Zeit in Rotation gehalten war, begann auch bei diesen letzteren nach und nach der Proceß der polaren Zerfällung einzutreten. Dann kann man die Maschine eine ganze Zeitlang ruhen lassen, ohne daß sie die Fähigkeit verliert, bei Wiederaufnahme der Rotation die besagten Partialströme zu entwickeln.

Die Anwendung des diametralen Conductors ist bei allen diesen Erscheinungen zu vermeiden, denn er hindert nicht nur das Auftreten derselben, sondern complicirt sie unnöthigerweise, wenn sie einmal ohne ihn zu Stande gekommen sind.

Es schien mir auch noch interessant, die in meiner letzten Abhandlung beschriebene verticale Nachbildung der

horizontalen Maschine darauf zu untersuchen, ob das Festhalten einer ihrer Scheiben eine bemerkenswerthe Erscheinung hervorbringen würde.

Bei dieser Maschine sind die hinteren Verticalkämme von einander isolirt, stehen aber durch Metallbügel mit den vorderen Elektrodenkämmen in leitender Verbindung.

Wenn diese Verbindung so vollzogen worden, wie es in meiner letzten Abhandlung schematisch abgebildet ist <sup>1)</sup>, erhält man bei schraubenrechter Drehung der Vorderscheibe keinen oder einen äußerst schwachen Strom zwischen den Elektroden, sie mögen sich berühren oder weit auseinander stehen, wohl aber hat man in den Verbindungsbügeln zwei starke Ströme, welche indeß sogleich erlöschen, so wie man die Vorderscheibe festhält.

Läßt man dagegen die Maschine in umgekehrter Richtung rotiren, so bekommt man zwar einen Strom zwischen den Elektroden, aber derselbe erlischt, so wie man diese etwas weit auseinander zieht und nun bildet sich in den vier Kämmen das Phänomen der Partialströme aus, welches jedoch beim Festhalten der Vorderscheibe ebenfalls sofort verschwindet.

Diese Combination und folglich die, im Wesentlichen ihr gleiche, ältere horizontale Maschine zeigt demnach ein ganz anderes Verhalten, als die verticale Maschine in ihrer einfachen Gestalt.

Bemerkenswerth ist hiebei noch die störende Wirkung, welche der bei allen angeführten Versuchen nicht benutzte *diametrale Conductor* hervorbringt.

Stellt man diesen Conductor senkrecht, also den hinteren Verticalkämmen gerade gegenüber und ist der Elektrodenbogen geschlossen, so wird die Thätigkeit der Maschine sofort vollständig vernichtet, man mag sie rechts oder links herum rotiren lassen.

Ist aber der Elektrodenbogen nicht geschlossen, stehen

- 1) Wäre diese Verbindung in den beiden andern Quadranten vollzogen, so würde von der schraubenrechten oder rechtläufigen Rotation der Vorderscheibe das gelten, was hier von der rückläufigen gesagt ist.

vielmehr die Elektroden weit auseinander, so erfolgt diese Vernichtung nur dann, wenn die Maschine links herum rotirt.

Läßt man sie im Gegentheil schraubenrecht rotiren, in welchem Fall, wie erwähnt, überhaupt in dem Elektrodenbogen kein Strom (oder ein äußerst schwacher) aufkommt, dafür aber in den beiden Verbindungsbügeln starke Ströme entstehen, so hat man das überraschende Schauspiel einer fortdauernder Umkehrung sowohl dieser Ströme, als des Stroms in dem Conductor, wobei der Wechsel in der Stromesrichtung, wie es scheint, mit jedem vollen Umlauf der Scheiben eintritt. Das unaufhörliche Aufschießen langer Lichtgarben von positiver Elektricität, abwechselnd an je drei der sechs Metallkämme, gewährt im Dunklen einen wirklich interessanten Anblick.

Das Schauspiel verschwindet aber sogleich und mit ihm alle Thätigkeit der Maschine, so wie der Elektrodenbogen geschlossen wird.

Im Anschluß an diese und ähnliche frühere Beobachtungen will ich hier noch einer bemerkenswerthen Erscheinung erwähnen.

Wenn man die horizontalen Elektrodenkämme durch Metallbügel mit den hinteren Verticalkämmen verbindet, auf die in meiner letzten Abhandlung schematisch abgebildeten Weise, so bekommt man nur dann einen Strom zwischen den Elektroden, wenn die Vorderscheibe links herum rotirt, dagegen keinen (oder einen äußerst schwachen), wenn ihre Rotation eine schraubenrechte ist, weil im ersten Falle die durch die Bügel verknüpften Kämme gleiche Elektricitäten ausstrahlen und im zweiten entgegengesetzte.

Bei der früheren Anstellung des Versuchs waren die hinteren Verticalkämme nicht mit einander verbunden. Stellt man diese Verbindung her und schiebt auch die Elektroden dicht zusammen, so hat man, wie leicht zu sehen, eine vollkommen geschlossene metallische Leitung, welche die beiden Scheiben ringsum einschließt.



Es mußte sich wohl fragen, wie die Maschine unter diesen Umständen wirken würde und da habe ich denn gefunden, daß sie sich eben so leicht wie in gewöhnlichen Fällen erregen läßt und daß auch jetzt die an einem und demselben Bügel sitzenden Metallkämme entweder gleiche oder entgegengesetzte Elektricitäten ausstrahlen, je nachdem die Vorderscheibe links oder rechts herum rotirt.

Das Verhalten bei ganz geschlossener peripherischer Leitung ist also dem bei ungeschlossenem Vertikalbogen ganz gleich, bis auf den Unterschied, daß man jetzt sowohl in diesem Bogen, als in dem horizontalen Elektrodenbogen einen Strom erhält, wenn der Widerstand in beiden gleich ist und die Vorderscheibe links herum rotirt.

Man kann dieses am besten darthun, wenn man in jeden dieser Bögen eine Spectralröhre einschaltet. Beide Röhren erglänzen aufs Lebhafteste. So wie man aber einen dieser Bögen metallisch schließt, erlischt das Licht in der Röhre des anderen, weil dann die Elektricität ihren Weg lediglich durch die metallische Leitung nimmt.

Im Laufe dieser Untersuchung habe ich noch andere Eigenschaften der Elektromaschine zweiter Art kennen gelernt, welche, obwohl unzweifelhaft auch auf Influenzwirkungen beruhend, doch so eigenthümlich sind, daß man sie schwerlich, wie die anomale Erregung, aus den im Grunde so einfachen Principien dieser Wirkungen, würde *a priori* ableiten können. Das Nähere will ich einer künftigen Mittheilung vorbehalten.



# IX. Ueber die Leitung des Schalles in Gasen;

von Dr. V. Dvořák.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Ber. d. Wien. Akad. Bd. LXIX.)

Leslie <sup>1)</sup> hat, wie Reitlinger in der interessanten Arbeit über „*Schichtung durch Entladungsschläge der Leydener Batterie*“ <sup>2)</sup> bemerkt, ein eigenthümliches Verhalten des Wasserstoffes entdeckt. Er brachte nämlich ein kleines Uhrwerk, durch welches eine Glocke jede halbe Minute angeschlagen wurde, unter den Recipienten der Luftpumpe. Die Luft wurde nach Verdünnung auf  $\frac{1}{100}$  Atmosphäre durch Wasserstoff ersetzt, ohne daß die Glocke hörbarer wurde. Wenn aber nur die Hälfte der Luft ausgepumpt worden war und der Wasserstoff den äußeren Barometerstand herstellte, so wurde der Ton der Glocke durch das nachströmende Wasserstoffgas, statt stärker zu werden, bis zur Unhörbarkeit geschwächt. Reitlinger bemerkt hiezu: „Es wird dieß aus der schwachen Fortpflanzung des Tones in Wasserstoffgas leicht begreiflich, wenn man sich das Wasserstoff in Schichten zwischen die Luft gelagert denkt“. Die Schichtung des Wasserstoffes im Recipienten (und auch die Schichtung des elektrischen Lichtes in Geißler'schen Röhren) geht nach Reitlinger auf dieselbe Art vor sich, wie die Schichtung des Staubes bei den Staubfiguren von Abria. Ich habe schon in einer früheren Mittheilung nachgewiesen, daß man vorläufig nicht berechtigt ist, die Schichtung des elektrischen Lichtes mit der Schichtung des Staubes bei den Staubfiguren für ähnlich zu halten. Da übrigens die Dicke der Schichten gegen die Wellenlänge sehr klein ausfallen mußte, so würde der Schall ebenso gut durchgehen, wie durch ein continuirliches Gemenge. Ich habe deshalb die Versuche von Leslie wieder aufgenommen und außerdem für verschiedene Gase die

1) *Annals of philosophy* V, XX, p. 172.

2) Sitzungsber. XLVI, II.

Intensität des aus dem Recipienten herausgehörten Schalles verglichen, indem ich das Gas soweit verdünnte, bis die Hörgränze erreicht war. Der Kopf befand sich stets in derselben Entfernung und Stellung zum Recipienten; die Glocke des Schlagwerkes befand sich in der Axe des Recipienten (Fig. 1, Taf. II) und wurde durch einen rasch vibrirenden Hammer angeschlagen. Es zeigte sich dabei das sonderbare Resultat, daß die Schallstärke etwa der dritten Potenz der Dichte des Gases direct und der Spannkraft einfach verkehrt proportional war. Mit dieser empirisch herausgebrachten Formel stimmte es auch, daß beim Einlassen von Wasserstoff sich die Schallstärke verkleinerte. Ich brachte außerdem eine Schale mit Aether unter den Recipienten. Es blieb dann nach raschem Auspumpen der Luft fast nur Aetherdampf, der durch schnelle Verdampfung beträchtlich abgekühlt war, in dem Recipienten, wobei die Glocke rein und hell herautönte. Liefs ich nun Luft zu, so wurde der Ton der Glocke schwach und trocken.

Ich suchte dann die Stärke der Schallleitung für verschiedene Gase rein theoretisch zu entwickeln, wobei ich Hrn. Prof. Mach für die mir zu Theil gewordene Unterstützung mit Dank verpflichtet bin. Dabei ergab sich ein ganz anderes Resultat. Die Glocke ertheilt nämlich jedem Gase *dieselben* Excursionen. Die lebendige Kraft einer einzelnen Schallwelle im Gase ist, wenn  $\rho$  die Dichte,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $x$  die Fortpflanzungsrichtung,  $v$  die Excursionsgeschwindigkeit bedeuten, gleich

$$\int_{x=0}^{x=\lambda} \frac{v^2}{2} \rho dx.$$

Für den Ort  $x$  ist, wenn  $\tau$  die Schwingungsdauer,  $a$  die Amplitude der Glocke vorstellt,

$$v = \frac{2a\pi}{\tau} \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right).$$

Weil  $\lambda = \tau \sqrt{\frac{e}{\rho}}$  ist, wo  $e$  die Spannkraft des Gases angiebt, so bekommt man für  $\int \frac{v^2}{2} \rho dx$  den Ausdruck

$$\frac{2a^2\pi^2}{\tau^2} \rho \int_0^{\tau \sqrt{\frac{e}{\rho}}} \left[ \sin\left(\frac{2\pi}{\tau \sqrt{\frac{e}{\rho}}} x\right) \right]^2 dx = \frac{a^2\pi^2}{\tau} V e \rho = k V e \rho,$$

wobei  $k$  bei unveränderter Tonhöhe und Excursion constant bleibt. *Die lebendige Kraft einer Welle ist demnach proportional der Wurzel aus dem Producte der Dichte und Spannkraft des Gases.*

Doch darf man nicht vergessen, daß diese lebendige Kraft nicht bei allen Gasen in gleicher Weise auf den Recipienten übertragen wird, wie schon aus den Stofsge-  
setzen bei elastischen Kugeln hervorgeht.

Stößt nämlich eine kleine Kugel von der Masse  $m$  mit der Geschwindigkeit  $v$  gegen eine große ruhende Kugel von der Masse  $M$ , so ist die der Masse ertheilte Geschwindigkeit

$$C = \frac{2mv}{m+M}.$$

Ist  $m$  sehr klein gegen  $M$ , so ist  $C = \frac{2mv}{M}$  und die auf die Masse  $M$  übertragene lebendige Kraft ist proportional dem  $m^2$ , da ja bei derselben Glocke das  $v$  der aufeinanderfolgenden Theile für alle Gase dasselbe bleibt. Die entsprechenden Massenelemente der Welle aber sind proportional dem

$$\lambda \rho = \tau \sqrt{\frac{e}{\rho}} \cdot \rho = V e \rho,$$

mithin ist die an den Recipienten abgegebene lebendige Kraft proportional  $e \rho^{\frac{1}{2}}$ .

- 1) Man sieht daraus, daß, wie die Glocke den verschiedenen Gasen eine der  $V e \rho$  proportionale lebendige Kraft ertheilt, die Gase umgekehrt an den Recipienten ebenfalls eine der  $V e \rho$  proportionale lebendige

Die Richtigkeit dieses Ausdruckes folgt auch noch aus einer anderen Betrachtungsweise. Bedeutet  $u$  die Excursion,  $u'$  die in ein angränzendes Medium übertragene Excursion <sup>1)</sup>, so ist

$$u = a \sin 2\pi \left( \frac{t}{\tau} + \frac{x}{\lambda} \right) - b \sin 2\pi \left( \frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

$$u' = a' \sin 2\pi \left( \frac{t}{\tau} + \frac{x}{\lambda'} \right),$$

wobei  $a$  die Amplitude der einfallenden,  $b$  die der reflectirten,  $a'$  die der gebrochenen Welle vorstellt. Für die Gränzfläche, deren Abscisse  $x$  wir  $= 0$  setzen, muß

$$u = u' \quad \text{und}$$

$$e \frac{du}{dx} = e' \frac{du'}{dx}$$

seyn, wobei  $e$  die Spannkraft des Gases,  $e'$  den Elasticitätscoefficienten des Mediums angiebt. Aus diesen zwei Bedingungsleichungen ergibt sich

$$a - b = a' \quad \text{und}$$

$$\frac{e}{\lambda} (a + b) = e' \frac{a'}{\lambda'}.$$

Da  $\lambda = \tau \sqrt{\frac{e}{\rho}}$  und  $\lambda' = \tau \sqrt{\frac{e'}{\rho'}}$  ist, so findet man

$$a' = \frac{2a\sqrt{e\rho}}{\sqrt{e\rho} + \sqrt{e'\rho'}}.$$

Ist  $\sqrt{e\rho}$  sehr klein gegen  $\sqrt{e'\rho'}$ , so ist

$$a' = \frac{2a}{\sqrt{e'\rho'}} \sqrt{e\rho}.$$

Kraft abgeben; ihre eigene lebendige Kraft ist schon der  $\sqrt{e\rho}$  proportional und also die an den Recipienten abgegebene proportional

$$\sqrt{e\rho} \cdot \sqrt{e'\rho'} = e\rho.$$

- 1) Die ausführliche Herleitung der Bedingungsleichungen für die Schallbewegung an der Gränzfläche zweier Medien findet sich bei Stefan (Sitzungsber. 1867. „Ueber longitudinal schwingende elastische Stäbe“. p. 601).
- 2) Dieser Ausdruck ist ähnlich dem früher für die Stofsgesetze angeführten, verschieden jedoch von dem von Fresnel für die Amplitude des gebrochenen Lichtes gefundenen.

Die übertragene Schallintensität ist proportional dem  $a^2 = \frac{4a^2}{e^2 \rho} e \rho$ , also proportional dem Product aus der Spannkraft und Dichte des Gases<sup>1)</sup>.

Es bleibt noch der Fall übrig, wo die Schallbewegung auf einen Körper übertragen wird, der als Ganzes mit-schwingt, wie dieß möglicherweise der Recipient bei den Versuchen Leslie's thut. Die Druckänderung bei den Schwingungen des Gases ist an der Wand des Recipienten, deren Excursionen man gegen die Excursionen des Gases als verschwindend annehmen kann, gleich

$$e \frac{2a\pi}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{\tau}.$$

Bedeutet  $m$  die Masse der Wand des Recipienten,  $x$  ihre Excursion,  $p$  die der Einheit der Excursion entsprechende Elasticitätsbeschleunigung der Wand, so ist

$$m \frac{dx^2}{dt^2} = -px + e \frac{2a\pi}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{\tau}.$$

Dieser Gleichung wird genügt, wenn man

$$x = a' \sin 2\pi \frac{t}{\tau}$$

setzt. Dann findet man für die Amplitude der Schwingung der Wand

$$a' = \frac{2a\pi}{\tau \left( p - 4 \frac{\pi^2}{\tau^2} \right)} \sqrt{e\rho}.$$

Es ist also  $a'^2$  wieder proportional dem  $e\rho$ .

Nachdem ich eine beträchtliche Zahl von Versuchen angestellt hatte, fand es sich, daß das sonderbare Verhalten der Gase unter dem Recipienten der Luftpumpe dem Schall

- 1) Es ist also nicht richtig, wenn Tyndall („Der Schall“ S. 8) auf  $\frac{1}{15}$  Atmosphäre verdünnte Luft dem Wasserstoff von der Spannkraft einer Atmosphäre äquivalent setzt. In diesem Fall ist nämlich für Luft  $e\rho = \frac{1}{15}$ , für Wasserstoff aber  $= \frac{1}{15}$ . Die Luft wäre also bloß auf etwa  $\frac{1}{4}$  zu verdünnen.

gegenüber auf bloßer Resonanz beruhte. Um nämlich den Schall der Glocke möglichst wenig zu schwächen, nahm ich einen kleinen Recipienten mit dünnen Wänden (Wandstärke = 1,5 Mm., Durchmesser = 13,8 Cm. = der Höhe). Als ich jedoch einen sehr großen Recipienten mit dicken Wänden aufsetzte, konnte ich die Luft beträchtlich mehr verdünnen, als beim kleinen Recipienten, ehe die Hörgränze erreicht war. Außerdem bemerkte ich später, daß der zuvor beschriebene Versuch mit Aetherdampf und Luft nur in einem einzigen Recipienten gelang, während bei allen übrigen verwendeten Recipienten die zugelassene Luft den Ton verstärkte. Weiter zeigte sich, als die Luft in dem kleinen zuvor erwähnten Recipienten bis auf 88 Mm. ausgepumpt wurde, bei ganz langsamer Zulassung von Wasserstoff zuerst eine *Verstärkung* des Tones und erst bei weiterem Einströmen des Wasserstoffs wurde der Grundton immer schwächer, während von den Obertönen der Glocke bald der eine, bald der andere hervortrat und wieder verschwand. War der Druck etwa um 304 Mm. gestiegen, so wurde der Grundton der Glocke wieder hörbar, verschwand aber sofort, wenn noch weiter Wasserstoff zugelassen wurde. Ähnlich hörte ich, wenn statt Wasserstoff Leuchtgas eingelassen wurde, anfangs eine Verstärkung des Tones; der Ton war am stärksten bei einem Druckzuwachs von etwa 32 Mm. Bei noch größerem Drucke wurde der Ton wieder schwächer. Die Wellenlänge des Glockentones war 132 Mm. in Luft; der Eigentön des mit Luft gefüllten Recipienten hatte eine Wellenlänge von 272 Mm.; er wurde auf die Art bestimmt, daß man an den Canal, durch welchen die äußere Luft in den Recipienten eingelassen wird, einen Kautschuckschlauch ansetzte, dessen anderes Ende ins Ohr eingeführt wurde. Durch Klopfen an dem Teller der Luftpumpe wurde der Eigentön der in dem Recipienten eingeschlossenen Luftmasse erregt<sup>1)</sup>. Wie ich nun in einer früheren Mitthei-

1) Es ist merkwürdig, wie hoch die Eigentöne geschlossener Räume sind. Der große König'sche Resonator  $C_2$  giebt, wenn man die weite Oeff-

lung<sup>1)</sup> nachgewiesen habe, gilt für die Schallgeschwindigkeit in einem gemengten Gase dasselbe Gesetz, wie bei

nung verkorkt und die engere ins Ohr einfügt, einen Ton, dessen Wellenlänge gegen 330 Mm. ist. Man kann sich leicht versichern, daß es nicht der Eigenton der Wände des Resonators ist, indem man den Resonator mit beiden Händen fest umfaßt.

- 1) Anzeiger 1873, No. XXVIII. Mischt man zwei gleiche Volumina von zwei verschiedenen Gasen, das eine von der Dichte  $\varrho$ , das andere von der Dichte  $\varrho'$ , beide von der Expansivkraft 1, so ist die Schallgeschwindigkeit  $V$  im Gemenge  $= \sqrt{\frac{2}{\varrho + \varrho'}}$ , wenn man den Quotienten aus der specifischen Wärme bei constantem Druck und der specifischen Wärme bei constantem Volum für verschiedene Gase als nahezu gleich ignorirt. Hiebei ist die Dichte und die Schallgeschwindigkeit der Luft als Einheit angenommen.

Dieselbe Formel erhält man nach der Gastheorie, wenn man die Annahme macht, daß sich die Geschwindigkeiten der Gasmoleculé  $v_0$  und  $v'_0$  der beiden Gase zu einer mittleren Geschwindigkeit  $V_0$  ausgleichen. Da nichts an lebendiger Kraft verloren geht, so ist

$$\varrho \frac{v_0^2}{2} + \varrho' \frac{v'_0{}^2}{2} = (\varrho + \varrho') \frac{V_0^2}{2}.$$

Nach Stefan ist  $\frac{v_0}{\sqrt{3}}$  = der Schallgeschwindigkeit  $v = \sqrt{\frac{1}{\varrho}}$ ; also

$$\text{ist } \varrho = \frac{1}{v^2} \text{ und } 2 = (\varrho + \varrho') V^2 \text{ oder } V = \sqrt{\frac{2}{\varrho + \varrho'}}.$$

Die nach der Methode Kundt's angestellten Versuche gaben eine gute Uebereinstimmung mit der Theorie. Es war die halbe Wellenlänge eines bestimmten Tones für

Luft	= 51,5 Mm.
Kohlensäure	= 65,5 Mm.
Wasserstoff	= 245 Mm.
Leuchtgas	= 95 Mm.

Bei den Gemengen wurde Folgendes gefunden:

	beobachtet	berechn.
Kohlensäure und Wasserstoff	71,5	71,0
Luft und Wasserstoff	88	89,0
Leuchtgas und Kohlensäure	64	63,0

Bei Leuchtgas, dessen Dichte unbekannt war, wurde diese aus der Schallgeschwindigkeit berechnet.

Ich erfuhr nachträglich, daß Zoch (Pogg. Ann. 1866) die Schallgeschwindigkeit in Leuchtgas und in drei Gemengen aus Wasserstoff und Kohlensäure bestimmt hat, ohne daraus für die Theorie einen Schluss zu ziehen. Vielmehr findet er sich von der erhaltenen kleinen



einem reinen Gase. Man findet also die Wellenlänge  $L$  des Glockentones in einem Gemenge aus 88 Volumtheilen Luft und 304 Theilen Wasserstoff gleich der Wellenlänge in Luft multiplicirt mit  $\sqrt{\frac{e+e'}{e+e'}}$ , wo  $e$  und  $e'$  die Dichte und Spannkraft für Luft,  $e'$  und  $e'$  für Wasserstoff bedeutet. Setzt man für den Druck von 1 Millim. die Dichte und Spannkraft der Luft = 1, so ist

$$L = 132 \sqrt{\frac{88 + 304}{88 + 304 \times 0,069}} = 250 \text{ Mm.},$$

also nicht ganz die Wellenlänge des Recipiententones = 272 Mm.<sup>1)</sup>

Für die Wellenlänge  $L'$  des Glockentones in einem Gemenge aus 88 Theilen Luft und 32 Theilen Leuchtgas von der Dichte 0,51 findet man  $L' = 141$  Mm., nahezu die Wellenlänge der Octave des Recipiententones.

Schallgeschwindigkeit bei Leuchtgas, welches 42 Proc. Wasserstoff enthält, überrascht, obwohl sich diese kleine Schallgeschwindigkeit von selbst aus der Theorie ergibt.

- 1) Nach der Theorie ist der Eigenton eines Luftraumes tiefer, als der Ton, auf welchen er am stärksten resonirt. Der Eigenton ist von der Reibung beeinflusst, welche die Schwingungen verlangsamt, während der Ton stärkster Resonanz jenem Tone entspricht, welchen der Luftraum ohne den Einfluss der Reibung bloß zufolge der Elasticität geben würde. Es ist nämlich die bekannte Gleichung für das Mitschwingen unter Widerstand:

$$\frac{dx^2}{dt^2} = -p^2 x - 2b \left( \frac{dx}{dt} \right) + A \cos qt$$

und ihr Integrale

$$x = a \sin(qt + \phi) + e^{-bt} (B \sin rt + C \cos rt).$$

Hiebei ist die Amplitude des Mitschwingens  $a$  bestimmt durch die Gleichung

$$a = \frac{A}{\sqrt{(p^2 - q^2)^2 + 4b^2 q^2}}$$

und wird ein Maximum für  $q = p$ , wenn also die Störung genau den Eigenton trifft, den der Körper ohne Widerstand hätte. Der durch  $r$  bestimmte Eigenton, welchen der Körper auf einen bloßen Anstoß hin selbst ausschwingt, ist tiefer, denn es ist

$$r = \sqrt{p^2 - b^2}.$$

Ich ersetzte übrigens die Glocke des Läutwerkes durch eine andere höhere, deren Wellenlänge gegen 98 Mm. betrug. Bei Zulassung von Wasserstoff zeigte sich sogleich im Anfange, wenn bloß etwa 4 Mm. Wasserstoff hinzukamen, eine sehr merkwürdige Verstärkung des Tones, dann war der Ton ganz schwach. Er kam aber rein und stark zum Vorschein, wenn gegen 113 Mm. Wasserstoff zugelassen wurden. Die Wellenlänge der Glocke in diesem Gemenge beträgt 142 Mm., wieder nahezu die Wellenlänge der Octave des Recipiententones. Weil gleich im Anfange auch eine Verstärkung eintrat, so scheint noch ein anderer Oberton des Recipienten Resonanz zu geben. Da es nun schwer ist, eine Glocke auf einen mit Wasserstoff gefüllten Recipienten so abzustimmen, daß der Recipient auf die Glocke resonirt und weil schon bei einer geringeren Verstimmung der Ton der Glocke fast unhörbar wird, so stellte ich einen Versuch von anderer Form an.

Ich nahm eine Kundt'sche Röhre (Fig. 4, Taf. II), in welche durch den Korkpfropf *a* eine Glasröhre mit enger Oeffnung ging; diese Glasröhre stellte durch Aufstecken eines Kautschuckschlauches *K* leicht eine Communication mit dem Recipienten *R* einer Luftpumpe her. Bei *b* umfaßte die zur Schallerregung dienende Glasröhre *s* ohne Reibung ein in der weiteren Röhre festsitzender Korkring, der den Raum *ab* gegen den Raum *bc* absperren sollte. Es zeigte sich nämlich, daß die im Theile *bc* schwingende Luft die Luft in *ab* sehr stark beeinflusst, wenn der Raum *bc* vom Raume *ab* nicht abgesperrt ist. Sehr deutlich zeigt dieses eine in Fig. 3, Taf. II abgebildete Schallröhre, wo sowohl der Kork *a*, als der Kork *b* verschoben werden können. Fig. 4, Taf. II giebt eine Uebersicht der Staubfiguren bei einigen Stellungen der Korke. Die Stärke der Luftbewegung im Theile *aA* variirt sehr mit der Stellung der Korke; zuweilen erscheint eine scharf ausgebildete Duodecimenfigur, die sich über die Staubfigur des Grundtones hinlegt (Fig. 4, [6]). Bei [3] und [7] erhält man im Theile *Ab* keine Spur von einer Staubbewegung.

Es wurde nun in der Schallröhre  $ae$  (Fig. 3, Taf. II) die Luft soweit verdünnt, bis die Kieselsäure auf den Bäuchen kein Aufwirbeln mehr zeigte; sie fiel dann bloß beim ersten Strich von den Glaswänden herab und bildete eine matte Staubfigur. Hierauf wurde der Kautschuckschlauch  $K$  abgezogen und hinreichend lange Wasserstoff durchgeleitet. Da die schallerregende Röhre  $s$  ziemlich dick war (indem sie im Theile  $bc$  den Raum beinahe ganz ausfüllte) und da sie außerdem sehr kräftig ansprach, so war bei unverdünntem Wasserstoff die Bewegung der Kieselsäure sehr heftig, obwohl es gewöhnlich, wie schon Kundt bemerkt hat, ziemlich schwer hält, eine Staubfigur in Wasserstoff zu erhalten. Um den Wasserstoff zu verdünnen, wurde die Luft in dem Recipienten  $R$  bis auf gewissen Grad ausgepumpt, der Hahn bei  $F$  geschlossen, der Kautschuckschlauch  $K$  übergeschoben, der Hahn  $H$  schnell geöffnet und sogleich darauf die Röhre  $s$  gestrichen. Dabei zeigte sich, daß man den Wasserstoff bis auf etwa 276 Mm. verdünnen konnte, wobei er noch eine Staubfigur gab. In Luft kam noch bei einem Drucke von 71 Mm. eine Staubfigur zum Vorschein. In diesem Falle muß  $ep = e'p'$  seyn; der Versuch giebt für Luft  $ep = 71^2 = 5041$ ; für Wasserstoff ist  $e'p' = 276^2 \times 0,069 = 5156$ , wenn man wieder die Dichte und Spannkraft der Luft für den Druck von 1 Mm. = 1 setzt. Die Differenz von  $e'p'$  und  $ep$  lag innerhalb der Gränze der Beobachtungsfehler.

Damit jedoch dieser Versuch auch gut gelinge, muß man einige Vorsicht anwenden. Erstens muß das Ende des Glasstabes bei  $b$  sowohl für Luft als für Wasserstoff gleich weit vom Knoten der stehenden Welle entfernt seyn. Bei meinen Versuchen waren für Luft 6 und  $\frac{4}{5}$  Halbwellen in  $ab$ ; dies giebt, da die Schallgeschwindigkeit in Wasserstoff etwa 3,75mal größer ist als in Luft,  $6,8 : 3,75 = 1,81$  Wasserstoffwellen, also wieder fast 1 und  $\frac{4}{5}$  Halbwellen. In beiden Fällen betrug demnach die Ent-

fern  
halb  
ende  
Fehl  
in d  
wirk  
enth  
Kies  
Klop  
bild  
Fing  
mit  
nich  
selb  
wird  
ten  
Län  
eing  
darf  
die  
drei  
beid  
hori  
such  
cons  
stoff  
wer  
Stro  
Ohr  
Gef  
die  
betr  
Hr.  
leb

fernung des Glasstabendes vom nächsten Knoten  $\frac{1}{5}$  einer halben Wellenlänge. Es ist nicht rathsam, das Glasstabende auf den Knoten einzustellen, weil dort ein kleiner Fehler in der Einstellung schon einen großen Unterschied in der Schwingungsintensität des betreffenden Gases bewirkt.

Weiter darf man den Theil *ab*, welcher die Kieselsäure enthält, nie reiben, sonst wird das Glas elektrisch und die Kieselsäure haftet dann hartnäckig an gewissen Stellen. Klopft man einige Mal mit dem Finger an eine Stelle, so bildet dort die Kieselsäure die ganze Berührungsstelle des Fingers mit dem Glase ab. Sobald man eine Staubfigur mit der Kieselsäure gemacht hat, darf man die Kieselsäure nicht weiter verwenden, weil es nicht mehr gelingt, dieselbe gleichmäßig genug zu vertheilen; sondern die Röhre wird am besten mittelst hineingeschütteten, fein zertheilten Eisens (*limatura ferri*) durch Herumdrehen um ihre Längsaxe gereinigt und nur soviel frische Kieselsäure hinzugegeben als unumgänglich nöthig ist. Die Kieselsäure darf man nie durch Schütteln vertheilen, sondern man hält die Röhre *ac* stets vertikal, kehrt sie jedoch zwei- oder dreimal herum, damit sich die Kieselsäure gleichmäßig an beiden Enden vertheile. Hierauf wird die Röhre vorsichtig horizontal gelegt. Mit diesen Vorsichten geben die Versuche für die Gränze der Erregung des Staubes ein fast constantes Resultat.

Um die schlechte Leitung des Schalles durch Wasserstoff zu zeigen, kann auch folgender Versuch angestellt werden. Man leite in einem langsamen, nicht zu heftigen Strome mittelst zweier spitzen Röhren Wasserstoff in die Ohren. Man bemerkt dabei sogleich ein eigenthümliches Gefühl des Verstopftseyns der Ohren; zugleich hört man die Glocke eines in der Nähe aufgestellten Läutwerkes beträchtlich schwächer. Es ist jedoch auch möglich, wie Hr. Prof. Mach meint, daß durch das Trommelfell eine lebhaft Diffusion in die Trommelhöhle stattfindet, wodurch

das Trommelfell nach auswärts getrieben und wegen des auf ihm lastenden Druckes für den Schall weniger empfindlich gemacht wird. Mit Kohlensäure erhält man keinen merklichen Unterschied in der gehörten Schallstärke.

*Das Resultat der Versuche ist also, daß die Experimente von Leslie über das eigenthümliche Verhalten des Wasserstoffs unter dem Recipienten der Luftpumpe dem Schall gegenüber auf bloßer Resonanz beruhen. Die Theorie giebt für die Stärke des aus verschiedenen Gasen herausgehörten Schalles einen dem Producte aus der Spannkraft und Dichte des Gases proportionalen Ausdruck, womit auch die Versuche übereinstimmen.*

#### Nachtrag.

Nach Beendigung dieser Arbeit erfuhr ich, daß schon Stokes die Resultate Leslie's theoretisch zu erklären gesucht hat. Ich konnte jedoch bis jetzt weder die Originalabhandlung von Leslie (*Trans. of Cambridge Soc. I, 267*), noch die von Stokes (*Phil. Mag. [4] XXXVI, 401 bis 421*) erlangen. Ein Auszug aus der Abhandlung von Stokes in den Berliner „*Fortschritten der Physik*“ von 1872, XXIV, S. 197, ist zu kurz, als daß man über die Stokes'sche Theorie ganz im Reinen seyn könnte. Diesem Auszuge gemäß nimmt Stokes als Schallquelle eine Kugel an, deren Oberfläche eine periodische und symmetrische Bewegung hat und berechnet die Intensität des von der Kugel ausgehenden Schalles für *große Entfernung*. Die bei der Kugel erhaltenen Resultate werden dann auf die Glocke übertragen. Wie mir nun scheint, hat Stokes auf folgende Art geschlossen: Schwingt die Glocke ihren Grundton, so sind von den vier schwingenden Abtheilungen der Glocke immer zwei benachbarte Abtheilungen in entgegengesetzten Phasen; die von diesen beiden Abtheilungen ausgehenden Schallwellen werden für einen bestimmten, entfernten Punkt ein ganz verschiedenes Resultat geben, wenn bei constanter Wellenlänge (Tonhöhe) der Radius der Glocke und mit ihm die Größe der Abtheilungen sich

ändert. Um dieses leichter einzusehen, denke man an das, was Hr. Prof. Mach als Ursache anführt, warum man die Stimmgabeln auf eine so kurze Entfernung hört (Sitzungsber. Bd. L). Jede Zinke der Stimmgabel ertheilt der Luft gleichzeitig entgegengesetzte Phasen von gleicher Intensität. Die Stellen aber, an welchen entgegengesetzte Phasen erzeugt werden, liegen so nahe bei einander, daß ihre Entfernung gegen die Wellenlänge verschwindet. Nimmt man nun an, daß von zwei um die Distanz  $\varrho$  entfernten Punkten  $a$  und  $b$  zwei Schallwellen von gleicher Intensität, aber von entgegengesetzten Phasen ausgehen, so ist die Intensität  $J$  des Schalles für einen Punkt  $c$ , der von  $a$  um  $r$ , von  $b$  um  $r + \varrho'$  (wobei  $\varrho' \leq \varrho$ ) entfernt ist  $= \frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r + \varrho')^2}$ , wobei man, da  $\varrho'$  gegen die Wellenlänge  $\lambda$  verschwindet, auf die Aenderung der Phase beim Wechsel der Entfernung von  $r$  auf  $r + \varrho'$  keine Rücksicht zu nehmen braucht. Ist nun  $r$  groß gegen  $\varrho'$ , so ist  $J = 0$ . Soll nun eine Aenderung der Wellenlänge (durch Wechsel des gasförmigen Mittels) auf  $J$  von Einfluß seyn, so darf  $\varrho$  nicht mehr gegen die Wellenlänge verschwinden. Die von Stokes für die Glocke berechnete Formel ist nun eine Function von  $mc$ , wobei  $m = \frac{2\pi}{\lambda}$  und  $c =$  dem Radius der Glocke ist. Stokes nimmt zwei Werthe von  $c$  an (0,4926" und 0,2463"), von denen er vermuthet, daß sie den Experimenten Leslie's (in deren Mittheilungen er nothwendige Angaben vermißt) zu Grunde gelegen haben und berechnet daraus die Intensität des Schalles für Luft und für Wasserstoff. Wenn er nun die Intensität  $J$  des Schalles in Luft von der Dichte 1 und unter 1 Atmosphäre Druck  $= 1$  setzt, so bekommt er für Wasserstoff

$$J = 0,001048 \text{ und} \\ 0,001191$$

für Luft aber von der Dichtigkeit 0,01 setzt er die Schallintensität  $J = 0,01$ , während sie doch  $= (0,01)^2 = 0,0001$  zu setzen ist. Dadurch wird die ganze Erklärung von



Stokes wenigstens für diesen speciellen Fall illusorisch. Im Allgemeinen läßt sich jedoch nicht bestreiten, daß die GröÙe der Glocke (bei ungeänderter Tonhöhe) auf die Intensität des *in größerer Entfernung* gehörten Schalles von Einfluß ist.

### X. Ueber einige neue Staubfiguren; von Dr. V. Dvořák.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Bericht, d. Wien Akad. Bd. LXIX.)

Unter den von Kundt beobachteten Staubfiguren<sup>1)</sup> ist besonders die Häufchenfigur wegen einiger bei ihrem Entstehen auftretenden eigenthümlichen Erscheinungen auffallend. Sie entsteht, wenn die Länge der im Glasrohr ins Tönen versetzten Luftsäule ein Vielfaches von einer halben Wellenlänge des Tones ist, auf welchen der erregende Glasstab anspricht. Schon Kundt<sup>2)</sup> sagt in seiner Auseinandersetzung über das Auftreten der Häufchenfigur unter anderem Folgendes: „daß die Stellen, zu denen sich der Staub hinbewegt, wirklich Knotenpunkte der tönenden Luftmasse bezeichnen, kann man nicht bezweifeln, wenn man sieht, *wie während des Tönens der Staub von beiden Seiten sich zu den Knotenpunkten hinbewegt*. Dann weiter: „und wenn man auch beim allmählichen Aendern der Länge der Luftsäule die Figur mit den Löchern allmählich in die Staubpunkte übergehen sieht, so sieht man doch nicht klar ein, weshalb in dem einen Fall *sich der Staub energisch zu den Knotenpunkten bewegt*, während er im andern nur zwischen zwei Knotenpunkten aufwirbelt und die Knoten-

1) Eine Erklärung der Entstehungsweise der Staubfiguren habe ich in den Sitzungsber. (1873, December) zu geben versucht.

2) Pogg. Ann. Bd. CXXVII, S. 513.



punkte selbst von einem zarten Staubring umgeben sind<sup>4</sup>. Kundt erörtert dann weiter, daß es bloß von der Stärke der Luftschwingungen abhängt, ob die Figur mit den Häufchen oder die Figur mit den Löchern auftritt. In der That wird die Luftbewegung um so stärker, je näher das Ende des tonerregenden Glasstabes zu einem Knoten heranrückt und es können unter Umständen die Luftschwingungen eine solche Heftigkeit erlangen, daß eigenthümliche Nebenwirkungen auftreten, die hier zugleich mit den anderen die Entstehung der Häufchenfigur begleitenden Erscheinungen näher beschrieben werden sollen.

Zuerst sieht man, daß sich die tönende Luftsäule auf ihrer ganzen Ausdehnung nicht überall gleich verhält. Dieses sieht man besonders dann sehr deutlich, wenn das übergeschobene Glasrohr sehr lang ist. Ich nahm z. B. eine 3 Meter lange Glasröhre von 2 Centim. Durchmesser, in welcher die Luft durch eine 90 Centim. lange, 1 Ctm. dicke, am Ende mit einem Korksehe Barometer- röhre erregt wurde <sup>1)</sup> (Fig. 5, Taf. II). Bei schwachem vorsichtigem Streichen bildete eingestreute Kieselsäure in der Nähe des tönenden Glasstabendes scharfe Rippen, die sich auf eine große Strecke gleichmäßig ohne Unterbrechung erstreckten und die nur an den Knotenstellen etwas dichter lagen, als an den Bäuchen, so daß man nur bei aufmerksamer Betrachtung die Knoten und Bäuche herausfinden konnte. Je größer die Entfernung vom tönenden Glasstabende war, desto feiner wurden die Rippen in den Knoten, bis sie zuletzt von den Knoten ganz verschwanden

- 1) Um die Luft im Raume  $bc$  von der Luftsäule  $ab$  abzusperren, kann der in der Glasröhre festsitzende Korkring  $R$ , der den Stab  $S$  ohne Reibung umfaßt, dienen. Denn es kann, wie ich in den Sitzungsberichten (1873) nachgewiesen habe, die Luft im Raume  $bc$  die Luftsäule  $ab$  störend beeinflussen. Da jedoch bei allen hier beschriebenen Versuchen der Kork bei  $b$  die Röhre fast ganz ausfüllte, so kann man bei denselben den Korkring ohne Schaden fortlassen. Auch den Kautschukring, der den Kork bei  $c$  umfaßt und die Uebertragung der Schwingungen des tönenden Glasstabes auf die übergeschobene Röhre hindern soll, kann man entbehren.

und die Löcherfigur zum Vorschein kam, deren Löcher mit wachsender Entfernung immer größer wurden. Das Ganze erklärt sich dadurch, daß die vom tönenden Glasstabende ausgehende Schallwelle auf dem langen Wege bis zum Röhrenden und nach der Reflexion wieder zurück beträchtlich geschwächt wird, so daß in der Nähe des tönenden Glasstabendes keine reine stehende Welle entstehen kann, sondern eine stehende Welle, über welche sich eine fortlaufende darüberlegt. Die Bewegung in den Knoten der stehenden Welle ist also nicht verschwindend.

Streicht man jedoch die schallerregende Röhre etwas stärker, so fangen die Rippen an, von  $b$  gegen  $a$  zu laufen, selbst bergauf, wenn das Ende  $a$  höher liegt als  $b$ . Streicht man recht stark, so verschwinden die Rippen während des Tönens auf einer ziemlich großen Strecke von  $b$  an und man sieht bloß eine rapide Bewegung der Kieselsäure von  $b$  weg gegen  $a$ ; diese Bewegung ist bei  $b$  am schnellsten und nimmt von da gegen  $a$  allmählich ab. Nach einigen starken Strichen ist die Kieselsäure auf einer beträchtlichen Strecke von  $b$  an vollständig weggefeht, weiter gegen  $a$  sammelt sie sich in Häufchen unmittelbar vor den Knoten an der Gränze der Staubringe. Durch fortgesetztes Streichen gelangt fast alle Kieselsäure in die letzte Halbwelle bei  $a$  und an einige Knotenstellen von  $a$ .

Dasselbe tritt ein, wenn die Röhre bei  $a$  offen ist: nur legen sich die Wellen immer so, daß bei  $a$  ein Bauch ist. Auch hier nimmt die Tendenz der Kieselsäure, sich gegen  $a$  zu bewegen, von  $b$  gegen  $a$  hin ab. Der meiste Staub bleibt demgemäß in der letzten Halbwelle und der vorletzten Viertelwelle liegen; bei jedem starken Strich entweicht er aber in kleinen Wolken aus der Röhre.

Diese Fortbewegung des Staubes von  $b$  gegen  $a$  tritt besonders bei kräftigen Tönen in nicht geringem Maasse auch bei kürzeren Röhren ein, besonders wenn der Ton recht kräftig ist. Man sieht überdies, daß sich der Staub viel schneller bewegt, wenn er den Bauch passirt, als wenn er über den Knoten geht. Ist der Staub leicht und der

Ton  
Häuf  
wird  
nicht  
gegen  
inden  
gefü  
in d  
rein  
Kno  
schv  
L  
well  
meh  
die  
wen  
etwa  
mitt  
aust  
Rip  
wäh  
eine  
gen  
wür  
mar  
abe  
gek  
den  
mar  
Fig  
so  
vor  
zu  
so  
1)

Ton kräftig, so bilden sich in der Nähe von *b* gar keine Häufchen, weil der Staub selbst von den Knoten weggefeigt wird. Ist der Staub jedoch genug schwer und der Ton nicht zu stark, so ist *diese Fortbewegung des Staubes von b gegen a eine Hauptursache der Entstehung der Häufchenfigur*, indem der schwere Staub bis zu dem nächsten Knoten hingeführt wird, wo er dann liegen bleibt. Doch ist meistens in den letzten Halbwellen bei *a* die Häufchenfigur nicht rein, sondern es befindet sich auch Staub außerhalb des Knotens, der selbst bei fortgesetztem Streichen nicht verschwindet.

Macht man nun *ab genau* gleich einigen wenigen Halbwellen, etwa 4, so sieht man bei näherer Untersuchung mehrere Erscheinungen von meistens sehr variabler Natur, die oft ziemlich sonderbar sind. Giebt man z. B. sehr wenig *Lycopodium* in die Röhre und streicht die Röhre etwa drei bis viermal sehr mäßig, so sieht man, wenn man mitten im Strich die tönende Röhre festhält, damit sie nicht austönen kann, matte gegen den Knoten hin gekrümmte Rippen (Fig. 6, Taf. II, A). Beobachtet man die Rippen, während die Röhre tönt, so scheint es, als ob sich von einem Knoten zum andern zwei Rippensysteme in entgegengesetzter Richtung durch einander hindurch bewegen würden. Bei etwas näherer Betrachtung der Rippen sieht man ihre dünnen Enden gegen den Knoten, ihre Mitten aber gegen den Bauch sich hinbewegen, was also auch die gekrümmte Form derselben erklären würde.

Setzt man das Streichen einige Zeit fort, so verschwinden bald die Rippen von der Mitte des Bauches und wenn man dann mitten im Striche anhält, so erhält man die in Fig. 6, B dargestellte Form. Streicht man etwas stärker, so entfernen sich die Gränzen *g* und *g'* der Rippensysteme von einander und nähern sich dem Knoten, *ohne ihn jemals zu erreichen*; sobald jedoch der Stab anfängt auszuklingen, so nehmen sie fast augenblicklich ihre alte Stelle ein<sup>1)</sup>.

1) Natürlich wird bei Verstärkung des Striches der freie Raum um den Knoten *k* immer schmaler und kann auch ganz verschwinden. Haben

Diese Entfernung der Gränzen  $g$  und  $g'$  von einander hat nun wahrscheinlich Kundt nach dem, was gleich anfangs angeführt wurde, beobachtet, indem er sagt, „daß sich der Staub energisch zu den Knotenpunkten hinbewegt“; er hat jedoch übersehen, daß diese Gränzen nie bis an den Knoten rücken, man mag auch noch so stark streichen. Dieses sieht man besonders auffallend, wenn man statt *Lycopodium* ein klein wenig *Korkpulver* in die Röhre giebt. Es bewegt sich dann beim Anstreichen des Stabes das Korkpulver heftig gegen die Knoten, ohne sie zu erreichen; beim Austönen des Stabes fährt es wieder schnell gegen die Mitte des Bauches. Zwischen je zwei Schichten von Korkpulver, die sich während des Tones zu beiden Seiten des Bauches in der Nähe der zwei benachbarten Knoten anstauen, findet ein lebhafter Austausch besonders der feineren Korktheile statt.

Durch die heftigen Bewegungen des Staubes gelangen natürlich fast alle Staubtheile allmählich in den Bereich des Knotens, wo sie dann liegen bleiben und so die Bildung der Häufchenfigur unterstützen.

Ist außerordentlich wenig <sup>1)</sup> *Lycopodium* an den Wänden der Röhre gleichmäßig vertheilt, so bildet sich gleich

sich dann so auf den Knoten die Häufchen gebildet, so sieht man an denselben ein eigenthümliches Sprudeln und Kochen. Dieses rührt davon her, daß (wie mir Hr. Prof. Mach bei einer anderen Gelegenheit mitgetheilt hat) bei einer Verdichtung der Luft der Staub auf die Unterlage angedrückt wird, während bei der darauf folgenden Verdünnung die unterhalb des Staubes befindliche verdichtete Luft den Staub emporhebt. Davon kann man sich leicht überzeugen, wenn man in ein kurzes, an einem Ende geschlossenes Glasröhrchen etwas Kieselsäure bringt und mit einer Hahnluftpumpe die Luft im Röhrchen bald rasch verdichtet, bald verdünnt; bei jeder Verdünnung hebt sich der Staub. Steht man in die innere Wand einer gedeckten Holspfeife hart am gedeckten Ende eine dünne Oeffnung, die nur auf eine gewisse Tiefe geht, und schüttet ein Häufchen Pulver auf dieselbe, so wird beim Tönen das Pulver aus dem Häufchen wie aus einem Vulkan herausgeworfen.

- 1) Man kann oft an der Röhre fast keine Spur von Pulver sehen, bis es durch Streichen zum Vorschein kommt.

beim ersten, kurzen mäfsigen Strich die Form in Fig. 7, Taf. II, die natürlich der in Fig. 6 *B* dargestellten analog ist. Ist hingegen etwas zu viel Staub in der Röhre, so gelingt es auch nach längerem Streichen fast gar nicht, die Fig. 6, *B* hervorzubringen.

Die Bewegung des Staubes giebt auch ein eigenthümliches Bild, wenn man dieselbe nicht von *oben*, sondern *von der Seite* betrachtet. Dazu eignet sich besonders Kieselsäure, weil sie selbst schwachen Bewegungen der Luft am leichtesten folgt. Giebt man von derselben nur soviel in die Röhre, als an den Wänden hängen bleibt, so sieht man schon bei ganz mäfsigem Streichen die Kieselsäure bei jedem Strich zum Bauche stürzen und dort eine mattbegrenzte Wand bilden und zwar auch dann, wenn die Länge der Luftsäule genau ein Vielfaches von einer halben Wellenlänge ist<sup>1)</sup>. Dasselbe sieht man an Salmiakrauch und ich konnte nie beobachten, wie Kundt, daß sich der Salmiakrauch (zuweilen gleich beim ersten oder zweiten Strich) an den *Knoten* absetzte, sondern an den Stellen, an welchen sich bei meinen Versuchen der Salmiak niederschlug, zeigten sich bei näherer Untersuchung als *Bäuche*. Man sieht übrigens bei schwachem Streichen an einer mit Salmiakrauch gefüllten (offenen oder geschlossenen) Schallröhre besonders deutlich, wie sich gleich beim ersten Strich an den Knotenstellen rauchfreie durchsichtige Stellen bilden, weil der Salmiakrauch zu den Bäuchen eilt, wo er sich dann nach einigen Strichen absetzt.

Betrachtet man nun bei *mäfsigem Streichen* so eine Staubwand von Kieselsäure im Bauche der Welle von der Seite, so zeigt sie eine Form, die in Fig. 8, Taf. II, 1 mehr schematisch als dem wirklichen Anblick entsprechend gezeichnet ist; die Begrenzungen der Form sind nämlich sehr

1) Ist unmerklich wenig Kieselsäure in der Röhre, so kann man die Formen in Fig. 6 und 7, Taf. II ebenso erhalten wie mit *Lycopodium*, jedoch gelingt dieses schon viel schwerer, und wenn nur *etwas mehr* Kieselsäure in der Röhre ist, so treten die weiter beschriebenen Erscheinungen ein.

verschwommen und außerdem schwebt eine Masse von Staub um dieselbe. Beim Ausklingen der Röhre stürzen die beiden Enden  $g$  und  $g'$  nach oben hin gegeneinander (Fig. 8, Taf. II, 2), soweit, daß sie sich durchgreifen, worauf sie zerstäuben.

Streicht man *etwas stärker*, so bildet sich eine einfache Staubwand  $\alpha\beta\gamma\delta$  im Bauche (Fig. 9). Beim Ausklingen zertheilt sich jede Staubwand in zwei Staubwolken, die von einander stürzen; so treffen die gegen einander gerichteten zwei Staubwolken von zwei benachbarten Staubwänden in der Nähe des Knotens aufeinander, wodurch viel Staub auf die Knotenstellen gelagert wird. Diese zwei Staubwolken können sich auch zuweilen aus der Form in Fig. 8 bilden, jedoch sind sie nicht immer so deutlich. Das Auftreten der gewöhnlichen Staubrippen, die besonders nach längerem Streichen der Röhre sich sehr leicht bilden, stört die Ausbildung der Formen der Fig 8 und 9; es ist also gut, die Kieselsäure nach einigen Strichen wieder von neuem auf die Röhrenwände zu vertheilen.

Merkwürdig ist es, daß selbst Wasser in der Kundt'schen Röhre von den Knoten zu den Bäuchen getrieben wird und sich daselbst zu einer Wand anstaut. Ich nahm eine zuvor gut mit Weingeist ausgewaschene Röhre, machte die Länge der Luftsäule = 2 halben Wellenlängen und goß so viel gefärbtes Wasser hinein, daß es, wenn die Röhre horizontal war, über der tiefsten Stelle des Röhrenquerschnittes etwa 2 Mm. hoch stand. Beim Streichen bildete sich in jedem Bauche eine Rippe von Wasser (Fig. 10, A von der Seite, B von vorne gesehen), die bei jedem starken Strich den ganzen Röhrenquerschnitt ausfüllte. War nur wenig Wasser in der Röhre, so bildeten sich bei jedem starken Strich einige parallele Ringe im Bauche der Röhre, die sich an der Röhrenwand herumlegten (Fig. 10, C).

Bei der Erzeugung aller der vorgenannten Formen muß man darauf achten, daß die Länge der Luftsäule *ziemlich genau* einem Vielfachen von einer halben Wellenlänge gleich

ist.  
einst  
die F  
schie  
gleich  
umwa  
Bauch  
alte S  
hält v  
E  
den I  
geänc

E  
schw  
die I  
keit  
nen I  
einer  
schw  
mit I  
was  
ist d  
größ  
Röh  
gera  
äufse  
hafte  
doch  
es so

1) V



ist. Man muß daher den Kork *a* immer sehr sorgfältig einstellen. Ist der Kork genau eingestellt und hat man die Form in Fig. 6, *B* erhalten, so genügt schon eine Verschiebung des Korkes um 1 Mm., daß sich diese Form gleich beim ersten Strich in die Form der Fig. 6, Taf. II, *A* umwandelt, indem der Staub sofort gegen die Mitte des Bauches stürzt<sup>1)</sup>. Schiebt man aber den Kork an seine alte Stelle, so wird die Mitte sofort staubfrei und man erhält wieder die Form der Fig. 6, *B*.

Es scheint also, daß bei Verschiebung des Korkes auf den Knoten nicht bloß die *Stärke der Luftbewegung allein* geändert wird, sondern auch *ihre Art*.

## II.

Es ist gleich anfangs erwähnt worden, daß die Luftschwingungen in einer Kundt'schen Röhre, sobald nur die Luftsäule die richtige Länge hat, eine große Heftigkeit erlangen können; und zwar sind in einer geschlossenen Röhre die Luftschwingungen bedeutend stärker als in einer offenen. In einer geschlossenen Röhre werden selbst schwere Pulver, wie feinertheiltes Eisen (*limatura ferri*) mit Leichtigkeit aufgewirbelt und in die Höhe geschleudert, was bei einer offenen Röhre nicht der Fall ist. Trotzdem ist die *gehörte* Tonstärke bei einer offenen Röhre auffallend größer, als bei einer geschlossenen. Ist bei einer offenen Röhre die Länge der tönenden Luftsäule gleich einer ungeraden Anzahl von  $\frac{1}{2}$  Wellenlängen, so hört man einen äußerst starken Ton, dessen Heftigkeit selbst ein schmerzhaftes Gefühl im Kopfe erzeugen kann. Schließt man jedoch die Röhre, so hört man den Ton nur schwach, ja es scheint sogar, daß der tonerregende Glasstab viel schwe-

1) Wie schon im Vorhergehenden erwähnt ist, entsteht die Form der Fig. 6 *A* auch, wenn die Länge der Luftsäule *genau* einigen Halbwellen entspricht, geht jedoch nach einigen Strichen, wenn nicht zu viel Staub in der Röhre ist, in die Form der Fig. 6, *B* über; während, wenn die Länge der Luftsäule nicht ein Vielfaches einer halben Wellenlänge ist, man auch durch fortgesetztes Streichen nie die Form der Fig. 6, *B* erhält.



rer und erst bei größerer Kraftanstrengung anspricht, als bei einer offenen Röhre. Dieß ist besonders auffallend, wenn der tonerregende Glasstab nur dünn ist gegen den Querschnitt der tönenden Luftsäule. Da nun trotzdem in einer geschlossenen Röhre die Luftbewegung viel heftiger ist, so muß in derselben beträchtlich viel Schallbewegung durch Reibung aufgezehrt werden. Durch diese heftige Reibung werden aber sehr merkliche *elektrische* und *thermische* Wirkungen hervorgebracht.

Was die *Elektricitäts-erregung* betrifft, so ist schon in einer *offenen* Röhre die Bewegung des Staubes und der Luft heftig genug, um durch Reibung eine merkliche Elektrizitätsmenge zu erzeugen. Um dieses zu sehen, nehme man eine gut ausgetrocknete Schallröhre, in welcher die Luftsäule einer ungeraden Anzahl von  $\frac{1}{4}$  Wellenlängen entspricht und gebe trockenes Lycopodium (oder frisch abgefeiltes Korkpulver) hinein. Nach mehreren kräftigen Strichen schütte man das Pulver vorsichtig auf die unlackirte Platte eines Goldblattelektroskops. Bei trockener Luft giebt das Elektroskop ziemlich starke Anzeigen<sup>1)</sup>.

- 1) Es ist bemerkenswerth, wie *leicht* ein Pulver durch einen vorbeistreichenden Luftstrom elektrisch wird. Schüttet man eine Schicht von gut trockenem Pulver auf die ungefirniste Platte eines Goldblattelektroskops, so genügt es, ganz leicht mit dem Munde über das Pulver hinzublasen, damit die Goldblättchen beträchtlich divergiren, trotzdem ein ziemlich starkes Reiben des Pulvers mit einem Glasstabe keine merkliche elektrische Anzeige giebt. Selbst wenn nur eine kleine Spur von Pulver auf der Platte ist, erhält man durch Wegblasen desselben zuweilen eine Divergenz.

Um den Einfluß zu erfahren, den das heftige Herumschleudern des Staubes beim Tönen in der Glasröhre ausübt, nahm ich eine Glasröhre, die in der Mitte mit einem Kork abgetheilt war. In die eine Abtheilung gab ich das Pulver, während das andere Ende der Röhre mit der Hand gefaßt und die Röhre mit dem Staube geschüttelt wurde. Dann wurde das Pulver langsam auf die Elektroskopplatte geschüttet.

Man kann auch, statt das Pulver anzuschütten, in die Röhre den in Fig. 11, A abgebildeten Kork mit dem Metalldraht einsetzen, und mit diesem das Elektroskop nach dem Schütteln berühren.

Die A  
Taf. I  
talldr  
einrag  
Elekt  
oder  
Die A  
nur e  
die R  
Anzei  
L  
ter e  
nung  
z. B.  
Taf. I  
so is  
gung  
sehen  
feine  
Die

Die Anordnung für eine geschlossene Röhre zeigt Fig. 11, Taf. II, A, wo der in eine enge Glasröhre eingekittete Metalldraht *D* mit seiner scharfen Spitze in die Röhre hineinragt, mit seinem anderen Ende aber den Knopf eines Elektroskops auch während des Tönens der Röhre berührt oder mit diesem durch einen feinen Draht verbunden ist. Die Anzeigen sind manchmal auch dann sehr stark, wenn nur *wenig* Pulver in der Röhre ist; doch bekam ich, wenn die Röhre vollkommen *staubfrei* war, nie eine elektrische Anzeige.

*Lycopodium* giebt übrigens besonders bei trockenem Wetter eigenthümliche Staubfiguren von feiner, scharfer Zeichnung, die unzweifelhaft elektrischer Natur sind. Hat man z. B. zum Behufe der Erzeugung der Form in Fig. 6, Taf. II, B die Röhre einige Zeit lang mäßig gestrichen, so ist man oft überrascht zu sehen, wie die Staubbewegung beim Tönen fast plötzlich aufhört; bei näherem Nachsehen zeigt sich das *Lycopodium* in lauter scharfe und feine fast parallele Rippen gelagert (Fig. 12, Taf. II, A). Die Rippen haften fest am Glase und sind selbst durch

Von den untersuchten Pulvern will ich als Beispiel frisch abgefeiltes trockenes Korkpulver anführen. Dieses war sowohl nach dem Schütteln in der Glasröhre, als auch nach dem Tönen in einer offenen und geschlossenen Schallröhre — elektrisch. Beim Darüberblasen jedoch war es + elektrisch. Da sich beim Tönen nicht bloß Korktheile am Glase und Lufttheile mit Korktheilen, sondern auch Lufttheile an den Glaswänden reiben, so trieb ich aus einem mit verdichteter Luft gefüllten Behälter Luft durch ein Glasrohr hindurch. Das Glas zeigte wohl sehr starke Elektricitäten, wenn auch nur schwache Spuren von Staub in der Röhre waren, jedoch keine merkliche Elektricität; wenn kein Staub darin war.

Rücksichtlich der Elektricitätsleitung zeigte sich, daß die Pulver: Kieselsäure, *Lycopodium* und Korkpulver die Elektricität fast gar nicht leiteten, während Glaspulver, das nicht vorher durch Erhitzen getrocknet worden, dieselbe ganz gut leitete. Nach dem Trocknen aber war es nicht leitend. Doch auch *metallische Pulver*, wie *limatura ferri* und besonders die sog. Goldbronze, zeigten eine ziemlich schlechte Elektricitätsleitung.

das stärkste Streichen nicht wegzubringen, auch wenn man die Röhre so dreht, daß dieselben nach oben kommen <sup>1)</sup>).

Daß diese Rippen elektrischer Natur sind, zeigt noch eine andere Art ihrer Erzeugung, die auch leichter gelingt, als die eben angegebene. Giebt man nämlich hinreichend viel Lycopodium in die Röhre, so wandert bei kräftigem Streichen fast alles Lycopodium in die letzte an den Kork angränzende Halbwelle, wo dasselbe äußerst heftig herumgeschleudert wird. Dreht man nun die Röhre um ihre Längsaxe, so daß der Theil, der früher unten lag, nach oben kommt, so sieht man oben eine Staubfigur von parallelen eng an einander liegenden Rippen, die früher unter der Masse des Staubes verdeckt lag und die noch von dem anhaftenden überflüssigen Staube undeutlich ist. Streicht man nun einmal kräftig, so fällt der überflüssige Staub herab und die Staubfigur zeigt sich in ihrer ganzen Schärfe (Fig. 12, Taf. II, B); sie wird auch selbst im Bauche der Halbwelle durch fortgesetztes heftiges Streichen nicht mehr zerstört.

Mit Kieselsäure konnte ich nie diese Staubfigur bekommen. Dafür erhielt ich damit eine andere Staubfigur auf eine von der früheren verschiedene Art, wo wieder Lycopodium keine Staubfigur giebt. Man nimmt dazu eine gewöhnliche Kundt'sche Röhre (Fig. 5, Taf. II), in welcher zwischen dem Kork *b* und der Röhrenwand ein kleiner Spielraum ist. Der Kork *a* und der Korkring *R* werden entfernt; in den Kork *c* werden seitlich mehrere der Längsaxe parallele Einschnitte gemacht, durch welche die Luft aus der Röhre entweichen kann. Bei *a* wird die Röhre mittelst eines durchbohrten Korkes an einen Behälter mit verdichteter Luft angesetzt, nachdem zuvor genug Kieselsäure in den Raum *ab* der Röhre gebracht wurde. Oeffnet man auf einen Moment schnell den Behälter, so wird die Kieselsäure durch den engen Zwischenraum

- 1) Um die Rippen für einen neuen Versuch wegzubringen oder um überhaupt die Röhre zu reinigen, gebe man *limatura ferri* in dieselbe und drehe sie dann langsam um ihre Axe.

zwischen dem Korne *b* und der Röhrenwand durchgetrieben und bildet zunächst dem Korne eine Staubfigur von sehr harter Zeichnung, die der Lichtenberg'schen auffallend ähnlich sieht und von der ein Theil in Fig. 13 abgebildet ist. Der Pfeil giebt die Richtung der Luftbewegung an. Diese Staubfigur ist äußerst leicht zu erzeugen und ist nur durch gewaltsame Mittel zerstörbar. Zuweilen hat sie eine zinnlich große Ausdehnung in die Länge und ist sehr vielfältig verzweigt; manchmal kommt sie auch gleichzeitig an der inneren Röhre *S* (Fig. 5, Taf. II) zum Vorschein.

Warburg hatte sich nach seiner Aussage vergeblich bestrebt, eine *Erwärmung* durch *Tönen* bei *Gasen* nachzuweisen, während dieß bei festen Körpern gut gelang. Es zeigt sich jedoch in der Kundt'schen Röhre, wo die Luftbewegung so ungewöhnlich heftig ist, wenn nur die Luftsäule die richtige Länge hat, eine sehr merkliche Erwärmung der Luft. Man braucht nur in den Kork bei *a* (Fig. 11, Taf. II, *B*) ein kleines gutes Luftthermometer mit einem Weingeistindex einzusetzen. Gleich bei den ersten Strichen zeigt der Index eine Erwärmung an, selbst wenn die Luft in der Röhre vollkommen staubfrei ist. Die Erwärmung ist größer, wenn man etwas Staub in die Röhre bringt. Ist die Kugel des Thermometers im Bauche der Welle, so verschiebt sich bei einer bestimmten Zahl von Strichen (etwa 6) der Index doppelt so weit, wie wenn die Kugel im Knoten sich befindet.

Schiebt man den Kork mit dem Thermometer um  $\frac{1}{2}$  Wellenlänge in die Röhre hinein, so erhält man selbst nach beharrlichem Streichen keine Wärmeanzeige, weil in diesem Falle die Luftbewegung sehr schwach ist.

Da sich übrigens der an das tonerregende Glasrohr aufgesteckte Kork an den Wänden der übergeschobenen Glasröhre reibt (besonders wenn der Korkring entfernt ist), so wird auch hierdurch Wärme erzeugt, die nicht unbedeutend ist, wie aus einem Umstand erhellt, den mir Hr. Dr. Kessel mitgetheilt hat. Klemmt man nämlich

das tonerregende Glasrohr mit dem Korke am Ende für sich allein frei ein, so spürt man, wenn man den Kork ganz leicht mit den Fingerspitzen anfaßt, denselben nach einigen Strichen ganz heiß werden. Ein angesetztes Quecksilberthermometer, dessen Kugel während des Tönens mit dem Korke in bleibender Berührung ist, steigt nach längerem Streichen etwa um  $15^{\circ}$  C.

Die Quelle der Wärme ist jedoch, wie ich mich überzeugt habe, bloß an der Berührungsstelle der Thermometerkugel mit dem Korke zu suchen, woselbst sich der Kork beim Tönen stark an der Kugel reibt. Läßt man die Röhre tönen und berührt erst nachträglich den Kork mit einem Thermometer, so zeigt es keine merkliche Erwärmung an, selbst wenn es ein Luftthermometer ist. Das Luftthermometer steigt aber rapid gleich beim ersten Strich, wenn es mit dem Korke während des Tönens in Berührung bleibt. Daß übrigens die oben erwähnte Erwärmung der Luft nicht von der Reibung des schwingenden Korkes an der Glaswand der Röhre her stammt, das erhellt daraus, daß man keine Erwärmung der Luft wahrnimmt, wenn man den Kork mit dem Luftthermometer um  $\frac{1}{4}$  Wellenlänge in die Röhre hineinschiebt, trotzdem in diesem Fall die Kugel des Thermometers dem schwingenden Korke näher liegt.

Giebt man in den Kork bei *a* (Fig. 11, Taf. II, *B*) ein kleines Manometer, so zeigt es beim Streichen eine Druckvermehrung von etwa 1 Centim. Wasser, jedoch nur dann wenn die Länge der Luftsäule ein Vielfaches von einer halben Wellenlänge beträgt. Läßt man den Kork an der Knotenstelle und schiebt das Ende des Manometerröhrchens so weit hinein, bis es in der Mitte des Bauches steht, so zeigt sich keine Druckvermehrung. Die Erscheinung ist wahrscheinlich der von Kundt bei gedeckten Pfeifen beobachteten analog. Die Erklärung bei Pfeifen durch den aus dem Kernspalt dringenden Luftstrom wie sie Kundt annimmt, ist natürlich hier nicht zulässig und scheint auch für Pfeifen nicht die richtige zu seyn, wie ich schon früher

eifma  
nomen  
W  
den A  
liche  
dem  
daß  
keine  
weise  
plicin  
gen  
falt i  
einen  
darg  
I  
der

XI.  
v

F  
star  
tall  
den  
Be  
ma  
bel  
Ma  
we  
her

einmal (Sitzungsber. 1873: „Ueber das Kundt'sche Manometer“) bemerkt habe.

Wie man aus dem Vorhergehenden ersieht, treten bei den Luftschwingungen in Kundt'schen Röhren sehr merkliche elektrische und thermische Wirkungen auf. Ausserdem sind wahrscheinlich die Excursionen der Luft so groß, daß vielleicht die gewöhnlichen akustischen Gesetze hier keine Geltung haben; es scheint demnach die Entstehungsweise der hier vorgeführten Staubfiguren eine ziemlich complicirte zu seyn. Dazu kommt noch, daß die Erscheinungen sehr variabel sind und es bedarf sowohl einiger Sorgfalt in der Ausführung des verwendeten Apparates als auch einer gewissen Uebung im Streichen, um einige der hier dargestellten Formen ganz rein zu erhalten.

Die Versuche wurden im physikalischen Laboratorium der Prager Universität ausgeführt.

---

# ***XI. Einige Beobachtungen über das Verhalten von Eisen- und Stahlstäben im galvanischen Strome; von Hermann Herwig.***

---

## **§. 1.**

Für die Verhältnisse des galvanischen Leitungswiderstandes schien es mir von Interesse zu seyn, solche Metalle näher zu untersuchen, bei denen unabhängig von dem galvanischen Strom bereits eine gewisse elektrische Bewegung existirt. Das ist nach Ampère's Theorie bei magnetischen Substanzen der Fall, deren Theilchen von beharrlichen elektrischen Strömen umflossen werden sollen. Man hat nun schon wiederholt den Einfluß untersucht, welchen die Magnetisirung eines Eisenstabes durch einen herumgeführten Strom auf die Leitungsfähigkeit desselben



für durchgehende Ströme ausübt, und ist ein solcher durch Hrn. Beetz <sup>1)</sup> nunmehr wohl definitiv festgestellt. Auf diese Versuche komme ich weiter unten zurück.

Dem gegenüber sollten die hier zu besprechenden Versuche Aufklärung darüber geben, ob nicht der durchgehende Strom selbst bereits eine Abänderung der Leitungsfähigkeit zur Folge hat. Hr. Villari <sup>2)</sup>, welcher die Verhältnisse der Wärmewirkung der durchgehenden Ströme beim Eisen untersucht hat, giebt dabei an, keine Veränderung der Leitungsfähigkeit gefunden zu haben. Indessen scheinen seine nur kurz erwähnten Versuche wohl nicht bis zu der hier erreichbaren Genauigkeit gelangt zu seyn, denn er bezeichnet eine Widerstandsänderung von  $\frac{1}{3000}$  als eine *«differenza inapprezzabile al certo nella loro spiegazione»* <sup>3)</sup>. Ich betrachtete die Frage deshalb, wenigstens bis zu einer gewissen Gränze, noch als eine offene.

Wenn man der Theorie Ampère's beipflichtet, so kann es keinem Zweifel unterliegen, daß die Molecularmagnete eines Eisenstabes von einem durchgehenden Strome in gewisser Weise gerichtet werden. Diese Richtung erstreckt sich auf alle Molecularmagnete mit Ausnahme derjenigen, welche in der Axe des Stabes liegen, und kommt für die einzelnen Molecularmagnete um so mehr zur Geltung, je mehr dieselben unsymmetrisch an ihnen vorbeifließenden Stromfäden gegenüberstehen, d. h. je näher sie dem Umfang des Stabes liegen. Der Sinn der Richtung ferner ist der, daß, wenn dieselbe ganz durchgeführt gedacht wird, die Axen der Molecularmagnete sämmtlich in einer zur Stromesrichtung senkrechten Ebene ringförmig angeordnet liegen, so daß der Südpol eines Moleculs an den Nordpol des folgenden gränzt usw. Sieht man dem Laufe des positiven Stromes nachgehend auf eine solche Ebene, so folgen in jedem Molecularmagnete

1) Diese Ann. Bd. 128, S. 202.

2) *Il nuovo Cimento ser. 2, t. I, p. 24.*

3) *l. c. pag. 32.*



der Nordpol auf den Südpol im Sinne eines gehenden Uhrzeigers.

Es liegen nun bekanntlich mannichfaltige Beobachtungen vor, die man mit Recht als Beweise für eine Richtung der Molecularmagnete durch einen durchgehenden Strom angesehen hat. Das gilt vor Allem von den Experimenten des Hrn. Villari<sup>1)</sup>, wonach ein Eisen- oder Stahlstab, durch welchen zuvor ein starker Strom ging, nach Unterbrechung desselben mit einem Galvanometer verbunden einen Inductionstrom (von Hrn. Villari mechanischer oder Erschütterungsstrom genannt) zu erkennen gab, wenn er stark geschlagen wurde. Ferner gehören dahin die Versuche des Hrn. Wiedemann<sup>2)</sup> über die beim Tordiren von Eisenstäben gewonnenen Inductionströme, wenn durch die Stäbe zuvor ein Strom geleitet war.

Auf diese und ähnliche Resultate gestützt, setzte ich die oben angegebene Richtung der Molecularmagnete (die sogenannte transversale Magnetisirung) durch axiale Ströme voraus und suchte zunächst nur ihren Einfluss auf den Leitungswiderstand der axialen Ströme zu ermitteln. Dabei ergaben sich mir aber bald in einer Weise, die für das Nachfolgende sehr lehrreich ist, Erscheinungen von Extracurrents am Eisen und Stahl zu erkennen, welche ich deshalb vorweg besprechen will und welche als directe Bestätigung für die Richtung der Molecularmagnete angesehen werden dürfen. Zwar hat schon Hr. Villari<sup>3)</sup>, durch seine vorhin citirten Erfahrungen aufmerksam gemacht, die günstigen Eigenschaften des Eisens für Inductionströme überhaupt und damit auch für Extracurrents beobachtet. Aber gerade den mehr beiläufig gemachten Versuchen mit den Extracurrents fehlt diejenige Einfachheit in der Formulirung und zugleich diejenige Vollständigkeit, welche für den Zweck der gegenwärtigen

1) Diese Ann. Bd. 126, S. 120 und Bd. 137, S. 569.

2) Diese Ann. Bd. 129, S. 616.

3) *Il nuovo Cimento ser. 2, t. I, pag. 217 und besonders pag. 239.*

Untersuchung durchaus wünschenswerth ist. Ich kann deshalb nicht umhin, meine eigenen Versuche kurz anzuführen.

Für den Zweck der Widerstandsuntersuchungen hatte ich von der Kirchhoff-Wheatstone'schen Drahtverbindung Gebrauch gemacht mit der kleinen Abänderung der Combination, welche Svanberg<sup>1)</sup> Wheatstone gegenüber getroffen hat. Um von Temperatureinflüssen nicht zu sehr gestört zu werden, waren die sämmtlichen an der Brücke vorkommenden Drähte sehr dick gewählt. Der Theil der Brücke, welcher zur Abgleichung des Widerstandsverhältnisses zwischen Eisenstab und Normaldraht dienen sollte, bestand aus Kupferdraht von mehr als 2<sup>mm</sup> Durchmesser, dessen Gesamtlänge je nach dem Widerstande der Untersuchungsstäbe von 400 bis 900 Cm. variiert wurde, um jedesmal die Brücke auf hoher Empfindlichkeit zu halten. Eine Kupferklemme führte an einen Punkt dieses Drahtes die Zuleitung von dem einen Pol der Batterie. Der dem Eisen- oder Stahlstabe gegenüber stehende Normaldraht war meistens ein sehr dicker (bis zu 5,5<sup>mm</sup>) Draht aus Kupfer oder Messing, bei dem sich also Temperaturerhöhungen durch die Ströme selbst nur im geringsten Maasse erwarten ließen. Alle Verbindungen waren mit massiven gut polirten Kupferklemmen sorgfältig ausgeführt. Für die Einschaltung der dicken Eisenstäbe hatte ich anfangs versucht, ob allenfalls mit Quecksilberbehältern, die sich an die ganz blanken Enden anschlossen, auszukommen seyn würde. Zwar hat Hr. Siemens<sup>2)</sup> schon auf den eigenthümlichen Widerstand aufmerksam gemacht, der sich an den Berührungsflächen von Eisen und Quecksilber darbietet, und ferner hat Hr. Mousson<sup>3)</sup> die Veränderlichkeit einer Verbindung, welche man durch Eintauchen trockener Drähte in Quecksilber erhält, hervorgehoben. Ich war deshalb gegen die Anwendung von

1) Diese Ann. Bd. 84, S. 411.

2) Diese Ann. Bd. 110, S. 11.

3) Vgl. Karsten's Encyclopädie XX, S. 686.

Quecksilber an Eisenflächen von vornherein mißtrauisch, würde jedoch einen Uebergangswiderstand, wenn er nur constant gewesen wäre, nicht sehr störend gefunden haben. Nun aber zeigte sich eine ganz überraschende Veränderlichkeit dieses Widerstandes, die sich allem Anscheine nach völlig regellos verhielt und eine ganze Zahl von Procenten des gesammten Widerstandes des Eisenstabes ausmachte. Dabei war durchaus keine Veränderung des Quecksilbers oder der Eisenflächen wahrzunehmen. Diese Art von Verbindung ist also völlig unbrauchbar und weiß ich nicht, ob schon anderweitig auf dieses Verhalten hingewiesen ist. Ich habe statt dessen dann mit weichem Lothe (also ohne energische Behandlung der Eisenstäbe, wodurch sie vielleicht in ihrer gleichmäßigen Beschaffenheit alterirt worden wären) dicke Kupferklemmen an die Enden gelöthet und so die nöthigen Verbindungen ermöglicht.

Das angewandte Galvanometer war ein von Hrn. Dr. Meyerstein in Göttingen verfertigtes feines Spiegelgalvanometer, von welchem Scale und Fernrohr 5 Meter entfernt angebracht waren. Auch die sämmtlichen Brückendrähte befanden sich 4 bis 6 Meter von dem Galvanometer entfernt und waren stets so gelegt; daß viel stärkere, als die wirklich gebrauchten Ströme durch die Brücke gehend dem nicht eingeschalteten Galvanometer keine Abweichung ertheilten. Die Batterie bestand für die eigentlichen Versuche meistens aus 1 Grove'schen Elemente mit doppelt so großem Querschnitt, als er sonst üblich ist. Der ganze Versuchsapparat war in einem großen Kellerraum des Laboratoriums angeordnet.

In dieser Art untersucht zeigte nun vor allem ein von Westen nach Osten gelegter 10<sup>mm</sup> dicker und 170 Centim. langer Stab aus weichem Eisen, der einem 5,5<sup>mm</sup> dicken, 350 Centim. langen Kupferstab in der Brücke gegenüberlag, folgende Erscheinung. Wenn bei anhaltend durchgehendem Strome die Widerstände der Brücke mittelst Verschiebung der von der Batterie kommenden Zuleitungs-

klemme so regulirt waren, daß im Galvanometer-Kreise kein Strom herrschte und man öffnete plötzlich die Zuleitung der Batterie, ohne sonst etwas zu ändern, so durchfloß ein lebhafter momentaner Strom das Galvanometer in dem Sinne, als wenn bei Fortwirkung der Batterie der Widerstand im Eisen plötzlich vermindert worden wäre. Beim Schlusse der Batterie zeigte sich ein genau ebenso starker umgekehrter Impuls. Beide Wirkungen waren von kurzer Dauer, indem die Schwingungen des Galvanometers sofort, wenigstens sehr nahezu, um die ursprüngliche und bleibende Ruhelage herum geschahen. Endlich bewirkte die Umkehr des Stromes mittelst eines vor der Batterie angebrachten Umschalters einen gleichfalls momentanen doppelt so starken Ausschlag im Sinne des eben angegebenen Öffnungsausschlages.

Man hat es demnach hier mit Inductionsströmen im Eisen zu thun, die am füglichsten als Extracurrents bezeichnet werden. Dieselben sind beim Oeffnen des ursprünglichen Stromes diesem gleich, beim Schließen dagegen entgegengesetzt gerichtet, im Falle der Umkehr des Stromes summiren sich Öffnungsextracurrent der alten und Schließungsextracurrent der neuen Stromesrichtung in demselben Sinne. Wollte man voraussetzen, daß der (fast genau einen ebenso großen Widerstand repräsentirende) mehr als doppelt so lange Kupferstab gleichfalls zu einem wahrnehmbaren Extracurrent Veranlassung böte, so hätte man in den beobachteten Ausschlägen die Differentialwirkung der im Eisen und im Kupfer auftretenden Extracurrents. Das Eisen zeigt also eine besondere (bereits von Hrn. Villari erkannte) Eigenschaft in dieser Hinsicht, die zweifellos auf die stattfindenden Richtungen der Molecularmagnete zurückzuführen ist. Es möge daran erinnert werden, daß diese Extracurrents bei dem Arrangement einer in sich noch geschlossenen Wheatstone'sche Brücke nur zum kleinen Theil ihren Weg durch das Galvanometer nehmen und übrigens in den Brückendrähten selbst zur Ausgleichung kommen. Insofern wird im Allgemeinen die Benutzung

dieser etwas abweichenden Methode zum Studium der Extracurrents Nachtheile gegenüber der von Hrn. Edlund<sup>1)</sup> angewandten darbieten, welcher statt der Wheatstone'schen Drahtverbindung sich der Verbindung an einem Differential-Galvanometer bediente<sup>2)</sup>. Aber andererseits dient dieser Umstand im vorliegenden Falle dazu, die Intensität dieser Ströme zu veranschaulichen, wenn ich bemerke, daß die erreichten Ausschläge, trotz der Anwendung von nur einem Grove'schen Elemente für den ursprünglichen Strom, eine ganze Zahl von Centimetern an der Scala betragen.

Diese Erfahrung bietet noch einen praktisch nicht unwichtigen Gesichtspunkt dar. Bekanntlich sind die Extracurrents, sowohl beim Schlusse, wie bei der Oeffnung des Stromes, den Zwecken der Telegraphie jedesmal entgegengerichtet und werden bei der Länge der hier in Frage kommenden Leitungen unangenehm genug empfunden. Unter diesen Umständen ist es gut daran zu denken, daß man in dem gewöhnlich zu den Leitungen verwandten Eisen gerade das ungünstigste Material für die Verwendung der Extracurrents getroffen hat. In den meisten Fällen wird dieser Gesichtspunkt nicht ausreichen, um die zahlreichen durchschlagenden Gründe für die Wahl des Eisens zu Telegraphenleitungen zu entkräften; aber es giebt doch auch Fälle, wo die Entscheidung für oder gegen das Eisen von manchem Practiker vielleicht anders gemacht werden würde, wenn er die Extracurrents berücksichtigte.

Ich habe nun diese Extracurrents an mehreren Eisen- sowohl wie Stahlstäben näher verfolgt und nachstehende Resultate erhalten. Zunächst zeigen ganz demselben Kupferstab in der Brücke gegenüber verschieden dicke Eisenstäbe ganz verschieden starke Extracurrents und zwar der dickere bedeutend stärkere. An dem eben erwähnten Eisenstab von 10<sup>mm</sup> Durchmesser und 170 Centim. Länge und an

1) Diese Ann. Bd. 77, S. 161.

2) Zu einem speciellen Zwecke benutzte bereits Hr. Rijke (diese Ann. Bd. 102, S. 498) eine mit einem Dynamometer verbundene Wheatstone'sche Brücke für Bestimmungen an den Extracurrents.

einem von 6<sup>mm</sup> Durchmesser und 160 Centim. Länge habe ich besonders mit Rücksicht hierauf eine sehr große Zahl von Messungen angestellt. Es ergab sich hierbei, daß die Extracurrents, welche während einer zusammenhängenden Beobachtungsreihe, etwa während eines Tages, sehr constant sich zeigten, im Laufe der Zeit eine geringe Zunahme ihrer Stärke aufwiesen. Danach scheint die Richtbarkeit oder Beweglichkeit der Theilchen überhaupt zu wachsen, was durchaus begreiflich ist. Die Zahlenvergleichen können demgemäß nicht ganz scharf ausfallen. Aber einen ungefähren Anhaltspunkt wird man an dem Mittel aller gewonnenen Zahlen haben. Danach würde der dickere Stab bei der Batterie-Umkehr, also in dem am deutlichsten hervortretenden Fall, einen momentanen Ausschlag geben, dessen Hälfte gleich einer Galvanometer-Ablenkung ist, welche bei constant fortwirkendem ursprünglichen Strome einer Verminderung des Eisenwiderstands um  $\frac{1}{310}$  seines ganzen Betrages entsprechen würde. Für den dünneren Stab erhielt man in gleicher Art  $\frac{1}{7360}$  des Betrages. Die Länge der Stäbe ist fast gleich, die Querschnitte dagegen verhalten sich wie 100 zu 36. Das Verhältniß der Extracurrents liegt demnach nahezu wie das Quadrat der Querschnitte. Wenn man die Eisenstäbe als aus vielen parallelen, gegen einander isolirten Stromfäden bestehend denkt, die alle mit gleicher Kraft beim Schluß und Öffnen des Stromes inducirend auf einander wirken, so scheint dieses Resultat selbstverständlich zu seyn, da alsdann mit jeder Vergrößerung des Querschnittes in das Potential des Stromes auf sich selbst neue Stromfäden sowohl als inducirende, wie als inducirte Elemente eintreten würden. Indessen möchte ich es doch für wünschenswerth halten, diesen Punkt an den Extracurrents überhaupt experimentell weiter zu verfolgen, und hoffe ich dazu nächstens Gelegenheit zu finden. Soviel mir bekannt ist, liegt nur ein Versuch Faraday's <sup>1)</sup> über den Einfluß der Drahtdicke auf die Extracurrents vor. Bei demselben ergab ein aus meh-

1) Diese Ann. Bd. 35, S. 439.



rerer an den Enden zusammengelötheten Drähten bestehendes Bündel einen stärkeren Extracurrent, wenn die Drähte näher zusammengebogen waren, und ein einziger dicker Stab von gleicher Länge, dessen Querschnitt der Summe der Querschnitte dieser Drähte gleichkam, zeigte einen noch stärkeren Extracurrent. Zahlen hat Faraday darüber nicht gegeben. Auch in den oben erwähnten Erschütterungsströmen, die Hr. Villari durch Schlagen der Eisenstäbe erhielt, wurden bei dünnen Drähten kaum Wirkungen erzielt, mit einem Telegraphendrahte (vermuthlich von etwa 4<sup>mm</sup> Durchmesser) aber sehr starke, bei noch dickeren Drähten dagegen wieder abnehmende<sup>1)</sup>. Uebrigens eignen sich diese Versuche natürlich viel weniger zu solchen Vergleichen unter einander.

Weiterhin habe ich nun an Stahlstäben immer erheblich schwächere Extracurrents gefunden, als an Eisenstäben. Ein 10<sup>mm</sup> dicker, 150 Centim. langer Stahlstab ergab z. B. beim Stromesumkehren Extracurrents, deren Impulse im Mittel einer Veränderung des Gesamtwiderstandes um  $\frac{1}{4000}$  entsprechen würde, also etwa die Hälfte von dem oben besprochenen Eisenstab gleicher Dicke. Aehnlich verhalten sich nach Hrn. Villari diese beiden Materialien auch gegenüber den Erschütterungsströmen. Die Molecüle im harten Stahl sind eben weniger beweglich, als im weichen Eisen. Diese gehemmte Beweglichkeit läßt überhaupt die Erscheinung bei verschiedenen Stahlstäben verschiedenartig auftreten. Es ergibt sich z. B. nicht mehr, wie beim Eisen, stets ein langsames Fortschreiten der Beweglichkeit und damit der Stärke der Extracurrents; vielmehr zeigte ein dicker Stahlstab nahezu constante Extracurrents während sehr langen Gebrauchs, ein anderer weniger dicker dagegen verlor nach längerem Gebrauch die Beweglichkeit seiner Theilchen fast vollständig usw. Es sind deshalb hier noch weniger genaue Vergleichen anstellbar, als beim Eisen, nur allgemein läßt sich sagen, daß das Dünnwerden der Stäbe in ähnlichem Maasse wie beim Eisen,

1) Diese Ann. Bd. 137, S. 574.



auch beim Stahl das Auftreten der Extracurrents abgeschwächt.

Weitere Zahlenangaben der vielen durchgeführten Versuche über die Extracurrents mitzutheilen, erscheint nach allem Gesagten nicht nöthig.

## §. 2.

Das Verhalten der Extracurrents nun in Verbindung mit dem Auftreten der Erschütterungsströme war für die Erwartungen, die ich bei dem Haupttheil meiner Aufgabe hegte, maßgebend. Man darf aus dem Zusammenhalten beider Erscheinungen schließen, daß ein beträchtlicher Theil der molecularen Richtung durch einen axialen Strom sofort erfolgt, daß dieselbe aber dann noch weitere stetige Fortschritte in langsamem Maasse machen kann, wenn der Strom anhält. Der letztere Punkt ist dadurch begründet, daß ich die Schließungs- und Oeffnungs-Extracurrents in ihrer Galvanometerwirkung gleich gefunden habe, daß aber neben dem Oeffnungsextracurrent noch ein Erschütterungsstrom existirt. Von dieser Seite her kann man nun möglicherweise erwarten einen Einfluß auf den Leitungswiderstand wahrzunehmen. Nur liegt es in der Natur der Sache, daß derselbe wahrscheinlich erst durch sehr ausgedehnte Versuche festzustellen seyn wird. Ich habe im Ganzen viele hundert Bestimmungen der einen oder anderen Art an drei verschiedenen Eisenstäben und an drei verschiedenen Stahlstäben gemacht, und darf deshalb mit einiger Entschiedenheit die nachstehenden Resultate aussprechen:

1. Im Allgemeinen ist bei *fortgesetztem Stromesdurchgehen* ein *geringes continuirliches Wachsen des Widerstandes* in Eisen- und Stahlstäben zu beobachten und zwar in Eisenstäben ausgesprochener als in Stahlstäben. Werden nach längerem Stromesdurchgang die Stäbe dann wieder einer langen Ruhe überlassen (etwa über Nacht zwischen zwei auf einander folgenden Beobachtungstagen), so nähern sie sich wieder ihren ursprünglichen Verhältnissen. Beim Eisen scheint jedoch ein Theil des Widerstandswachsthums

definitiv zu bleiben, auch wenn die Stäbe mehrere Tage stromlos liegen bleiben. Es ist natürlich äusserst schwer, eine derartige Erscheinung rein darzustellen, ohne gleichzeitig die durch den Strom selbst hervorgerufenen Temperaturveränderungen wirksam für den Leitungswiderstand mit im Spiele zu haben. Ich habe in Berücksichtigung dieses Punktes einmal durchweg mit dicken Drähten in der ganzen Brücke und mit nicht starken Strömen operirt und dann den Normaldraht und den Eisen- oder Stahlstab von solchen Dimensionen gewählt, daß die geringen überhaupt noch auftretenden Temperaturwirkungen angenähert gleich für beide ausfallen mußten. Daneben habe ich aber auch in mehreren Versuchsreihen absichtlich den Normaldraht soviel weniger dick, wie die Eisenstäbe, gewählt, daß in ihm sich nothwendigerweise eine grössere Temperaturwirkung zeigen mußte. Eine solche trat dann auch gleich nach dem Stromeschluss deutlich ein, machte aber, wenn nach längerer Zeit die Verhältnisse in soweit constant geworden waren, dem langsamen Wachsthum des Eisenwiderstandes Platz. Auch im umgekehrten Sinne habe ich die beiden Vergleichsstäbe mehrmals ungleich für Temperaturwirkungen gewählt, um nicht durch eine vielleicht während der Versuche eintretende Batterieabschwächung getäuscht zu werden. Aber bei allen Versuchsanordnungen, bei Normaldrähten von Kupfer und Messing in der verschiedensten Dicke war im Allgemeinen stets nach Constantwerden der ganzen Stromesverhältnisse das langsame Wachsen des Eisenwiderstandes wahrzunehmen. Ich habe einigemale unausgesetzt während 12 Stunden den Strom durchgehen lassen und beobachtet. Alsdann schien schliesslich der Widerstand sich in der Nähe eines Maximalwerthes zu befinden und kaum mehr zu wachsen.

Genauere Zahlen hier anzugeben, ist nicht wohl möglich, ich kann nur ungefähr sagen, daß in einigen Fällen während einer zusammenhängenden Versuchsreihe eines Tages ein Wachsthum von mehr als  $\frac{1}{1000}$  des ganzen Widerstandes eintreten schien, daß aber in andern Fällen, na-

mentlich bei Stahlstäben, die Werthe ganz erheblich kleiner angenommen werden mußten.

Die Veränderungen, welche so am Widerstande des Eisens und des Stahles beobachtet werden können, sind natürlich, weil an einer Brücke gemessen, als Veränderungen gegenüber dem Normaldraht der Brücke, also gegenüber einem Kupfer- oder Messingdraht zu verstehen. Wollte man deshalb auch diese Normaldrähte selbst in ihren Widerständen veränderlich denken, so würden die Beobachtungen nur Differenzen ergeben haben. Es ist nun bekannt, daß bei längerer Anwendung starker Ströme auch Kupfer und Platin Widerstandsveränderungen erfahren und zwar zunächst gleichfalls Zunahmen desselben. Man vergleiche die Angaben der Hrn. Quintus Icilius<sup>1)</sup> und Schröder van der Kolk<sup>2)</sup>. Ob solche Aenderungen auch schon bei meinen Versuchen anzunehmen sind, bleibt fraglich. Keinenfalls dürften aber die besprochenen Veränderungen am Eisen und Stahl in die gleiche Kategorie zu stellen seyn, da sie wenigstens zu einem beträchtlichen Theile schon einige Stunden nach dem Aufhören des Stromes wieder rückgängig geworden sind. Es ist vielmehr diese Widerstandszunahme als durch die Richtung der Molecularmagnete bedingt anzusehen. Die Mehrwirkung beim Eisen gegenüber dem Stahl ist in Uebereinstimmung mit der gleichfalls größeren Stärke der Erschütterungsströme im Eisen. Es entscheidet sich demnach die hauptsächlich hier vorliegende Frage bereits dahin, daß diese Richtung der Molecularmagnete einen Zustand für das Eisen und den Stahl bedeutet, wobei beide Materialien die axialen Ströme schlechter leiten. Ehe ich die Bedeutung dieser Entscheidung näher bespreche, will ich zuvor noch zwei weitere, mit mehr Sicherheit zu beobachtende Erscheinungen anführen, welche aus derselben Ursache entspringen. Das ist zunächst

1) Diese Ann. Bd. 101, S. 86.

2) Diese Ann. Bd. 110, S. 465.

2. Der Einfluss einer plötzlich geänderten Intensität der axialen Ströme auf den Leitungswiderstand von Eisen und Stahl. Bei diesen Versuchen waren einmal an die Verschiebungsklemme der Brücke und dann zwischen dem Eisenstab und Normaldraht außer den Batteriezuleitungen noch die Enden zweier Drähte geführt, die mittelst Quecksilberbehälter und amalgamirter dicker Kupferkolben beliebig verbunden und getrennt werden konnten. Man hat für die Stromintensität  $i$ , welche bei Einschaltung dieses Zweiges durch das Galvanometer fließt, die folgende Formel. Es sey  $E$  die elektromotorische Kraft der Batterie,  $n$  der Widerstand des Normaldrahtes,  $f$  der Widerstand des Eisen- oder Stahlstabes,  $r_1$  der Widerstand in der Brücke, welcher dem Normaldraht gegenübersteht, und  $r_2$  der dem Eisen gegenüberstehende Widerstand, ferner  $r$  der Widerstand des Galvanometerzweiges, endlich  $R$  der Widerstand in der Batterie und Zuleitung und  $\rho$  der Widerstand des genannten Zweiges. Alsdann ist

$$\frac{i}{E} = \frac{n r_1 - f r_2}{R \left\{ r (r_1 + r_2 + n + \rho) + \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right) \right\} r (r_1 + \rho) (r_2 + n) + r_1 r_2 (n + \rho) + n / (r_1 + r_2)}$$

Bei  $\rho = \infty$  wird aus dieser Formel die gewöhnliche Formel der Wheatstone'schen Brücke.

Wenn man nun mit dieser Vorrichtung nach anhaltendem constanten Stromesdurchgehen plötzlich die Intensität desselben in allen Brückentheilen beträchtlich erhöht oder schwächt, so zeigen sich zunächst, wie zu erwarten stand, wieder Extracurrents in der früheren Weise. Des Weiteren aber wird im Allgemeinen eine bleibende Ablenkung des vorher durch genaues Compensiren der Widerstände in der stromlosen Ruhelage eingestellten Galvanometers beobachtet und zwar in dem

Sinne, daß das Uebergehen zu einer höheren Intensität einen geringeren Eisenwiderstand und das Uebergehen zu einer niederen Intensität einen größeren Eisenwiderstand gegenüber dem Widerstande des kupfernen oder messingenen Normalstabes mit sich bringt. Sollte die Compensation der Widerstände vorher nicht ganz gelungen seyn, so wird stets die vorhin gegebene Formel nicht mit constanten Widerständen sich gültig zeigen, sondern in der leicht bei jeder Galvanometerstellung zu übersehenden Abänderung, welche ein etwas gewachsener, resp. verkleinerter Werth  $f$  bedingt.

Bei diesen sogleich sich zeigenden Ablenkungen ist der Einfluß der Temperatur wohl ziemlich ganz als eliminiert anzusehen, übrigens sind auch diese Versuche, wie die früheren, mit sehr mannigfaltigen Variationen des Normaldrahtes durchgeführt worden. Die Beobachtungen sind demnach durchaus sicher, aber ihr quantitatives Ergebniß ist nicht entfernt von solcher Regelmäßigkeit, wie es beim Auftreten der Extracurrents stets zu sehen ist. Ein und derselbe Eisenstab zeigte z. B. bei Verdoppelung, resp. Halbierung der Intensität Widerstandsänderungen zwischen  $\frac{1}{5000}$  und  $\frac{1}{20000}$ . In Uebereinstimmung mit den Erscheinungen der Extracurrents ist beim Eisen nur der Umstand, daß im Ganzen bei längerem Gebrauche, ja sogar schon im Laufe einer Versuchsreihe von einigen Stunden, größere Wirkungen erzielt zu werden scheinen. Beim Stahl ist das nicht stets der Fall; einer der Stahlstäbe z. B. der anfangs sehr deutliche Wirkungen sehen liefs, zeigte dieselben nach längerem Gebrauche gar nicht mehr. Das Eisen ist in Bezug auf diese Widerstandsänderung im Ganzen jedoch nicht gegen den Stahl bevorzugt, der eben so große Wirkungen aufweisen kann. Noch weniger gilt die bei den Extracurrents hervortretende starke Mehrwirkung bei dicken Stäben, es herrscht vielmehr zwischen Stäben von 4,5 6 und 10<sup>mm</sup> Durchmesser hier kein erheblicher Unterschied und dieser scheint sogar eine ganz geringe Mehrwirkung der dünneren Stäbe anzudeuten. Die

sämmtlichen Veränderungen bei Verdoppelung der Intensität haben sich etwa zwischen  $\frac{1}{30000}$  und  $\frac{1}{20000}$  bewegt und entzogen sich in manchen Fällen sogar ganz der Wahrnehmung.

Diese Erfahrungen sind geeignet, die vorhin bereits erkannte Abhängigkeit des Widerstandes von der Richtung der Molecularmagnete noch etwas näher zu charakterisiren. Da ein großer Betrag der Richtung mit dem Aufhören des Stromes auch gleich aufhört, so muß man annehmen, daß ein fortdauernder Strom diesen Betrag gleichsam stets von neuem zu richten gezwungen ist. Dieser Betrag ist weiterhin durch die Extracurrents innerhalb einer mäßig ausgedehnten zusammenhängenden Versuchsreihe wesentlich constant gefunden worden, während andererseits die Gesammtrichtung stetige geringe Fortschritte macht. Es wird deshalb jede Neurichtung um ein Minimum weitergehend gedacht werden müssen, als die vorherige rückwärts strebende Richtung. Nennt man diesen kleinen Mehrbetrag jeder Neurichtung etwa  $a$  und ist  $A$  der constante Werth jeder einzelnen Richtung (oder auch der davon nur sehr wenig verschiedenen Rückrichtung), so ist die Gesammtrichtung nach  $n$ maligem Neurichten also  $(A + na)$  und darin  $na$  einfach eine Function der Zeit, während welcher der constante Strom wirkte. Bringt man jetzt etwa die Intensität der Strömung durch Ausschalten des Zweigstromes auf das Doppelte, so würde die verdoppelte Elektrizitätsmenge bei jeder Richtung den Betrag  $(2A)$  zu liefern im Stande seyn und man hätte am Anfange dieses stärkeren Stromes  $(2A + na)$ , also die Gesammtrichtung etwas weniger als verdoppelt. Der Widerstand macht dann in diesem Augenblicke einen kleinen Sprung zu geringeren Werthen. Hätte man dagegen die Intensität der Strömung halbiert, statt verdoppelt, so würde man am Anfange des schwächeren Stromes haben  $(\frac{1}{2}A + na)$ , also etwas mehr als die Hälfte und das involvirt einen Sprung im Widerstand zu größeren Werthen hin.



Man sieht zugleich, daß für die GröÙe dieser Wirkung lediglich das Verhältniß von  $A$  zu  $na$  maßgebend ist. Vergleicht man z. B. die Wirkung bei Eisen und Stahl, so haben die früheren Ergebnisse gezeigt, daß unter sonst gleichen Umständen beim Eisen sowohl  $A$ , als auch  $na$  gröÙer ist, als beim Stahl. Es kann daher nicht Wunder nehmen, wenn beide Materialien in dieser Richtung durch das Experiment als nicht sehr verschieden erkannt sind. Daß ferner dünnere Stäbe den dickeren durchschnittlich nicht nachstehen, ist begreiflich. Und endlich versteht es sich von selbst, daß bei verschiedenen Versuchen die Erscheinung in sehr mannigfaltigen Beträgen beobachtet werden muß.

3. Noch bestimmter, wie die eben besprochenen Verhältnisse, tritt der *Einfluss einer Stromesumkehr auf den Widerstand* hervor. Ein solcher ist bei etwa 200 darüber angestellten Versuchen an den verschiedenen Stäben kaum je zweifelhaft gewesen und geht in dem Sinne vor sich, daß der Widerstand in der Richtung, worin die Stäbe zunächst längere Zeit und dann überhaupt vorwiegend dem Strome ausgesetzt waren, gröÙer ist, als in der umgekehrten Richtung. Man kann bei diesem bloßen Umwenden des Stromes offenbar mit großer Sicherheit beobachten, ohne irgend woher Störungen befürchten zu müssen.

Im Einzelnen ist das Ergebniß solcher Beobachtungen dem in der vorigen Nummer besprochenen sehr ähnlich, mit dem Unterschiede nur, daß die Umkehrungswirkung mit gröÙerer Bestimmtheit auftritt. So besteht kein großer Unterschied zwischen Eisen- und Stahlstäben, ebenso wenig zwischen dickeren und dünneren Stäben. Die sämtlichen gewonnenen Zahlen liegen zwischen  $\frac{1}{2000}$  und  $\frac{1}{10000}$ . Speciell sey noch erwähnt, daß bei häufigem gleichmäßigem Umkehren des Stromes hin und her die Unterschiede in den Widerständen sich mehrfach viel weniger ausgeprägt zeigten, daß dann aber ein anhaltendes Stromesdurchgehen im ursprünglichen Sinne genügte, um eine bedeutend erhöhte Wirkung hervortreten zu lassen. Dabei waren die

Extracurrents von fortwährend ungeänderter Stärke. Auch möge bemerkt werden, daß häufig nach der Umkehr ein etwas lebhafteres Steigen des Widerstandes wahrzunehmen war.

Die Umkehrungswirkungen sind völlig begreiflich, wenn man bedenkt, daß bei der Umkehr aus dem obigen  $(A + na)$  wird  $(-A + na)$ , und wenn man diesen Ausdruck auf die einzelnen Fälle anwendet.

Die Resultate dieses Paragraphen sind also verständlich, wenn man, die Kenntniß der Extracurrents vorausgesetzt, annimmt, daß der Widerstand in einem Eisen- oder Stahlstabe, dessen Molecularmagnete in der angegebenen Weise gerichtet sind, ein wenig größer ist, als in nicht gerichteten Stäben.

Ich darf bei diesem Punkte vielleicht auf die Hypothese hinweisen, welche ich vor Kurzem betreffs des galvanischen Leitungswiderstandes in diesen Annalen veröffentlichte und welche auch die Veranlassung der vorliegenden Untersuchung war. Dort war die Bewegung der die Körpermoleküle umgebenden elektrischen Atmosphären als wesentlich für die Verhältnisse des Widerstands aufgefaßt und namentlich auf die nothwendige Aenderung der Bewegungszustände beim Uebertragen der Atmosphären aufmerksam gemacht worden. Die Atmosphäre eines Molecularmagnetes ist nun in einer stetigen Rotationsbewegung um die Axe desselben herum begriffen. Stehen daher die Molecularmagnete in der angegebenen Weise transversal gegen den einen Eisenstab durchfließenden Strom und wird die Transversal-Stellung für den Augenblick vollkommen durchgeführt gedacht, so besitzen zwei in der Stromesrichtung auf einander folgende moleculare Atmosphären in ihren sich zunächst gegenüberliegenden Theilen von Seiten der magnetischen Bewegung gerade entgegengesetzte Geschwindigkeiten. Sind diese zunächst benachbarten Theile es nun, welche hauptsächlich bei der Uebertragung in Betracht kommen, so erscheint es genügend motivirt, daß ein so gerichteter Eisen- oder Stahlstab für axiale Ströme einen

etwas größeren Widerstand bietet. Dafs diese Widerstandsbeeinflussungen nach No. 2 um so gröfser sind, je schwächer die Stromintensität ist, ist hierdurch freilich noch nicht erklärt.

Wollte man die Versuche des Hrn. Beetz <sup>1)</sup> über die Zunahme des Widerstands in Stäben, welche der Längsrichtung nach magnetisirt sind, von demselben Gesichtspunkt aus beurtheilen, so möchte ich das nicht für ohne weiteres zulässig halten, glaube vielmehr mit Hrn. Beetz, dafs ein anderer Gesichtspunkt, nämlich die gruppenweise erfolgende Annäherung und Entfernung der Molecüle von einander, hier die Hauptgeltung verdient. Dieser Gesichtspunkt mufs stets dann in irgend einer Weise hervortreten, wenn die Axen der Molecularmagnete nach irgend welcher geraden Linie angeordnet sind, aber nicht, wenn, wie oben, circulare Anordnung derselben und damit Compensation ihrer gegenseitigen Einwirkung gegeben ist. Ich halte deshalb auch den andern Versuch des Hrn. Beetz, wonach in einer auf die magnetische Axe senkrechten Richtung keine Widerstandsänderung stattfinden soll, für völlig verschieden von den obigen Versuchen und glaube nicht, dafs der eine Fall über den andern irgend etwas entscheiden kann.

Zum Schlusse bemerke ich, dafs einige Versuchsreihen obiger Art, welche die Widerstände von Kupfer und Messing an demselben Apparate verglichen sollten, niemals die angegebenen Erscheinungen zeigten.

Aachen, den 30. Juli 1874.

1) Diese Ann. Bd. 128, S. 202.

**XII. Die Definition des Temperaturgrades und der absolute Nullpunkt;  
von K. L. Bauer in Karlsruhe.**

Im laufenden Jahrgange dieser Annalen, viertes Heft S. 642, stellt Hr. Prof. Koppe die sonderbare Behauptung auf „daß das in der practischen Physik in Anwendung kommende Gay-Lussac'sche Ausdehnungsgesetz für die theoretische Physik keine Gültigkeit habe, *da dieser Satz mit sich selbst im Widerspruch stehe.*“ Zum Beweise dessen wird das genannte Gesetz zunächst in zwei nicht wesentlich von einander verschiedenen Formen angeführt:

$$1) \quad v = v_0 (1 + \alpha t); \quad v' = v_0 (1 + \alpha t').$$

$$2) \quad v' = v \cdot \frac{1 + \alpha t'}{1 + \alpha t}.$$

Wenn jetzt der Nullpunkt um  $\tau$  Grade tiefer oder höher angenommen werde, so folge die weitere Beziehung:

$$3) \quad v' = v \cdot \frac{1 + \alpha (t' \pm \tau)}{1 + \alpha (t \pm \tau)};$$

und die zwei letzten Relationen lieferten die Bedingungsgleichung:

$$4) \quad \alpha^2 \tau (t' - t) = 0.$$

Hieraus sey zu schließen, daß, da ja  $\tau$  von Null verschieden, entweder  $\alpha = 0$ , oder  $t = t'$  seyn müsse, d. h. daß dem Gay-Lussac'schen Gesetze zufolge eine *Ausdehnung der Gase unter constantem Drucke überhaupt nicht eintreten könne!*

Nach des Verfassers Dafürhalten ist die reproducirte Argumentation durchaus unzulässig, weil das durch die Gleichungen 1) und 2) ausgedrückte Gesetz zur gleichzeitigen Aufstellung der Formel 3) überhaupt nicht berechtigt, womit dann selbstverständlich auch die Bedingungsgleichung 4) und der daraus zu ziehende Schluss

hinfällig werden. Zur Begründung dieses Urtheils soll das Volum der betreffenden Gasmenge bei  $0^\circ$  mit  $V_0$ , dasjenige bei gleichem Drucke und der Temperatur  $t$  mit  $V$ , bezeichnet werden; dann erhält Gay-Lussac's Gesetz die Form:

$$1) \quad V_t = V_0(1 + \alpha t); \quad V_{t'} = V_0(1 + \alpha t');$$

$$2) \quad V_{t'} = V_t \cdot \frac{1 + \alpha t'}{1 + \alpha t}.$$

Die Form 2), obschon unerheblich von der vorausgehenden verschieden, ist gleichwohl insofern die allgemeinere, als sie die Form 1) als besondern Fall in sich begreift. Läßt man in diesen Gleichungen  $t + \tau$  an die Stelle von  $t$ , und  $t' + \tau$  an die Stelle von  $t'$  treten, so folgt:

$$V_{t+\tau} = V_0[1 + \alpha(t + \tau)]; \quad V_{t'+\tau} = V_0[1 + \alpha(t' + \tau)];$$

$$3) \quad V_{t'+\tau} = V_{t+\tau} \cdot \frac{1 + \alpha(t' + \tau)}{1 + \alpha(t + \tau)}.$$

Zur Aufstellung *dieser* Beziehung 3), deren Sinn übrigens mit demjenigen der Relation 2) völlig identisch ist, berechtigt das Gesetz 1), nicht aber zu der abweichenden Formel Koppe's. Meines Hrn. Collegen Verfahren besteht in Wahrheit darin, aus der Relation

$$2) \quad V_{t'} = V_t \cdot \frac{1 + \alpha t'}{1 + \alpha t}$$

auf das gleichzeitige Bestehen einer andern zu schließen:

$$3) \quad V_{t'} = V_t \cdot \frac{1 + \alpha(t' + \tau)}{1 + \alpha(t + \tau)},$$

welche unmöglich ein Ausfluß der vorausgehenden seyn kann, *eben weil sie derselben, wofern nicht  $\tau = 0$ , augenscheinlich widerspricht.*

Auch die Bemerkungen, welche Hr. Koppe an die vermeintliche Aufdeckung eines, wie man sieht, factisch nicht vorhandenen Widerspruchs knüpft, dürften sich schwerlich mit dem derzeitigen Stande der Wissenschaft in Einklang bringen lassen. Durch eine gewisse, genau besehen aber verfehlte, Betrachtung kann man allerdings dahin geführt werden, das Gay-Lussac'sche Gesetz,

wonach bei constantem Drucke die Volumänderung eines Gases der Temperaturänderung proportional ist, für naturwidrig zu halten. Wenn nämlich das Volum  $V_0$  durch Erwärmung zu  $V_0(1+\alpha)$  geworden, und man alsdann die Temperatur mit  $1^\circ$  bezeichnet, so ist das ursprüngliche Volum  $V_0$  um  $V_0\alpha$  gewachsen; da nun aber in Bezug auf eine weitere Erwärmung das größere Volum  $V_0(1+\alpha)$  das Anfangsvolum vorstellt, so hält es Hr. Koppe für unangemessen, die Temperatur  $2^\circ$  für vorhanden zu erklären, wenn eine neue Volumzunahme von wiederum bloß  $V_0\alpha$  eintritt und demnach das Volum  $V_0(1+2\alpha)$  entsteht; dagegen soll  $V_0(1+\alpha)^2$  das der Temperatur  $2^\circ$  wirklich entsprechende Volum seyn. Durch diese Reflexion läßt sich Hr. Koppe verleiten, das Ausdehnungsgesetz der Gase also zu fassen: Für gleiche Temperaturzunachse vergrößert sich bei ungeändertem Druck das Gasvolum stets in demselben Verhältnisse:

$$V_t = V_0(1 + \alpha)^t.$$

Hierbei verschweigt H. Koppe indessen, ob in dieser Formel  $\alpha$  den gewöhnlichen Ausdehnungs-Coëfficienten 0,00367 der permanenten Gase bedeuten soll oder nicht. Im *Bejahungsfalle* dürfte man keineswegs, wie H. Koppe glaubt, näherungsweise auch  $V_t = V_0(1 + \alpha t)$  setzen, da beispielsweise:

$$(1 + \alpha)^{100} = 1,4424; \quad 1 + \alpha \cdot 100 = 1,3670;$$

nach Koppe's Formel würde dann  $100^\circ$  eine entschieden höhere Temperatur als die des siedenden Wassers bedeuten, weil nach unbestreitbaren Versuchen in diesem Wärmezustande das ursprüngliche Volum erst zu  $1,367 V_0$  angewachsen ist. Im *Verneinungsfalle* aber wäre die Verschiedenheit der Ausdehnungscoëfficienten dadurch hervorzuheben, daß man etwa

$$V_t = V_0(1 + \beta)^t$$

setzte und  $\beta$  durch die Bedingung bestimmte, daß

$$(1 + \beta)^{100} = (1 + \alpha \cdot 100), \text{ woraus } \beta = 0,003131;$$

dann hätte wenigstens, außer  $0^\circ$ , auch die Temperatur  $100^\circ$  in Koppe's Formel die in der Physik allgemein übliche



Bedeutung. Während aber beispielsweise zur Verdoppelung des Volums  $V_0$  nach Gay-Lussac eine Temperaturerhöhung von  $0^\circ$  bis etwa  $273^\circ$  erforderlich ist, wäre darnach Koppe eine solche von beiläufig  $222^\circ$  genügend; ließe man jedoch dem Ausdehnungscoefficienten den üblichen Werth 0,00367, so würde gar eine Erwärmung um etwa  $190^\circ$  zum genannten Zwecke hinreichen; der Wärmezustand wäre natürlich bei jeder der drei Angaben genau der gleiche.

Angesichts dieses Thatbestandes nimmt es sich sonderbar genug aus, wenn Hr. Koppe hinsichtlich der Gay-Lussac'schen Gleichung zum Schlusse bemerkt: „Nur diese näherungsweise richtige, also eigentlich *fehlerhafte* Gleichung führt auf einen Nullpunkt der Wärme, was in keiner Weise bei der *richtigen* Gleichung  $V_t = V_0(1 + \alpha t)$  der Fall ist“.

Nach der letzteren, allein genau richtig seyn sollenden Formel führt die Bedingung  $V_t = 0$  allerdings auf die Temperatur  $t = -\infty$ ; aber die Erwägung, welche Hrn. Koppe zur Aufstellung dieser Formel bewog, ist, wie schon oben bemerkt, eine ganz verfehlt. Um nämlich dem Begriffe *Temperatur* eine wirklich naturgemäße Bedeutung zu verleihen, wird man schwerlich einen andern Gedankengang einschlagen dürfen, als folgenden. Wenn das Volum  $V_0$  in  $V_0(1 + \alpha t)$  übergeht, und wenn man die durch das neue Volum angezeigte Temperatur mit  $1^\circ$  bezeichnet, so wurde behufs Temperaturerhöhung von  $0^\circ$  auf  $1^\circ$  der *Wärmeinhalt*  $Q_0$  des Volums  $V_0$  um einen gewissen Betrag  $q$  erhöht; die Temperatur  $2^\circ$  wird daher erreicht seyn, *wenn der neue Wärmeinhalt  $Q_0 + q$  genau wieder um den gleichen Betrag gewachsen, also zu  $Q_0 + 2q$  geworden ist*, usw.

Nach der mechanischen Wärmetheorie beruht die Vermehrung des Wärmeinhalts einer Gasmasse auf der Vermehrung der offenen und verborgenen lebendigen Kraft der Theilchen, auf der Zunahme der Energie der fortschreitenden und der Atombewegung. Nun hat man aber alle Ursache anzunehmen, daß die Zunahme des Wärmeinhalts

der Zunahme des Druckes bei constantem Volum, sowie der Zunahme des Volums bei constantem Druck proportional sey; den in einerlei Gasmasse nacheinander enthaltenen Wärmemengen  $Q_0, Q_0 + q, Q_0 + 2q, \dots$  entsprechen bei constantem Volum die Spannkräfte  $P_0, P_0 + p, P_0 + 2p, \dots$  oder bei constantem Drucke die Volumina  $V_0, V_0 + v, V_0 + 2v, \dots$  und dieß ist der Grund, warum an der allgemein üblichen Gay-Lussac'schen Formel und der durch sie gegebenen Temperaturdefinition festzuhalten ist:

$$P_t = P_0(1 + \alpha t); \quad V_t = V_0(1 + \alpha' t);$$

$$t = \frac{P_t : P_0 - 1}{\alpha} = \frac{V_t : V_0 - 1}{\alpha'}.$$

Setzt man hier  $\alpha = 0,003665$  und  $\alpha' = 0,003670$ , so stimmen die Angaben des Luftthermometers überdieß ziemlich gut mit denjenigen eines Quecksilberthermometers überein; das Maß der Harmonie hängt indessen von der Natur des Glases und der Gestalt des Quecksilberbehälters ab. Ein Verzicht auf die Formel Gay-Lussac's zu Gunsten der von Hrn. Koppe gewollten würde nach dem gegenwärtigen Stande der Wissenschaft zweifelsohne einen entschiedenen Rückschritt bedeuten.

Zum Schlusse erlaube ich mir noch, bei dieser Gelegenheit im Interesse unserer Schulen an zahlreiche Verfasser physikalischer Lehrbücher die dringende Bitte zu richten, in dem besprochenen Artikel zukünftig etwas mehr Klarheit, statt Unklarheit, walten zu lassen; als wirklich leuchtendes Vorbild ist eine unlängst erschienene Arbeit zu empfehlen: *Compendium der Experimentalphysik*, nach Jamin's *petit traité de physique*, deutsch bearbeitet von Dr. G. Recknagel, II. Abtheilung, Lehre von der Wärme, Stuttgart 1874.

Karlsruhe, 12. Juli 1874.

### XIII. Ueber einen elektrodynamischen Versuch; von F. Zöllner.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Ber. der Sächs. Gesellsch. Aug. 1874.)

Helmholtz hat in seiner Abhandlung „über die Bewegungsgleichungen der Elektricität für ruhende leitende Körper“<sup>1)</sup> ein elektrodynamisches Gesetz aufgestellt, welches nach den Untersuchungen von C. Neumann<sup>2)</sup> und Riecke<sup>3)</sup> zu Widersprüchen mit bekannten Thatsachen der Beobachtung zu führen scheint, indem die Rotationserscheinungen partiell beweglicher Stromleiter um Magnete und Solenoïde nach dem Helmholtz'schen Gesetze nicht stattfinden können, wenigstens nicht unter der bisher in Uebereinstimmung mit Ampère's Gesetz allgemein gemachten Voraussetzung, daß auf *alle* Theile der rotirenden Leiter Kräfte einwirken, welche jene Rotation hervorzurufen streben.

C. Neumann faßt a. a. O. das Resultat seiner Deductionen in folgendem Satze zusammen:

„Die Vorstellung, das Ampère'sche Elementargesetz dürfe oder müsse ersetzt werden durch jenes neue . . . Elementargesetz, überhaupt die Vorstellung, für die den elektrischen Strömen eigenthümlichen ponderomotorischen Kräfte existire ein *elementares* Potential“<sup>4)</sup> — diese Vorstellungen brechen also zusammen unter dem Gewicht der empirischen Thatsachen“.

Riecke bemerkt in seiner Abhandlung „über das von Helmholtz vorgeschlagene Gesetz der elektrodynamischen Wechselwirkungen“ a. a. O.:

1) Crelle's Journ. Bd. 72, S. 57 bis 129.

2) Berichte d. K. Sächs. Ges. d. W. Sitzung am 3. August 1872.

3) Göttinger Nachrichten 14. August 1872.

4) Auch der französische Akademiker J. Bertrand hat Einwendungen gegen die Existenz eines solchen elementaren Potentials erhoben. *Comptes rendus* 1872, 14. Oct. 1873, 3. u. 10. Nov.

„1. Bei Zugrundelegung des Helmholtz'schen Gesetzes kann die Wirkung eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement nicht ersetzt werden durch die Wirkung einer magnetischen Doppelfläche“.

„2. Zufolge des Helmholtz'schen Gesetzes steht die Wirkung eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement nicht senkrecht auf der Richtung des letzteren.“

„Das Helmholtz'sche Gesetz ist somit nicht verträglich mit dem bekannten Ampère'schen Experimente und es würde die Alternative dadurch zu Ungunsten des Helmholtz'schen Gesetzes entschieden seyn, wenn nicht gegen die Ausführung dieses Experimentes gegründete Bedenken vorliegen würden“.

Am Schlusse seiner Untersuchung schlägt Riecke ein Experiment vor, bei welchem ein durch *Gleitstellen* beweglicher Stromleiter nach dem Helmholtz'schen Gesetze nur in einer *bestimmten*, nach dem Ampère'schen Gesetze aber in *jeder* Lage sich im Gleichgewichte befinden würde.

Helmholtz erkennt die von Neumann und Riecke gezogenen *theoretischen* Consequenzen an <sup>1)</sup>, sucht aber die daraus bezüglich der oben erwähnten Experimente abgeleiteten Folgerungen durch eine ausführlichere mathematische Analyse seines Potentialgesetzes zu entkräften, in-

1) Monatsberichte der Berliner Akademie 6. Febr. 1873 und ausführlicher in Borchardt's Journal Bd. 78, S. 273 bis 324.

Ueber die bei dieser Analyse anzuwendenden mathematischen Methoden bemerkt Helmholtz in seiner letzten Abhandlung (S. 276) Folgendes:

„Die mathematischen Methoden dafür waren durch die früheren Arbeiten gegeben, und ich würde kaum gewagt haben für eine solche Arbeit den Platz in diesem Journale in Anspruch zu nehmen, wenn nicht die Schwierigkeiten, auf welche die Herren J. Bertrand, C. Neumann und Riecke bei der Anwendung des Potentialgesetzes gestossen sind, und die Einwände, die sie daraus hernehmen zu dürfen glaubten, mir gezeigt hätten, daß eine methodische Durchführung des Beweises mit Beseitigung der früheren beschränkenden Annahmen wünschenswerth und nützlich seyn würde.“

Die Einwände der letztgenannten beiden Herren beziehen sich auf Erscheinungen an Stromkreisen mit *Gleitstellen*.“

dem er nachweist, daß dieses Gesetz „außer den Kräften von Stromelement auf Stromelement noch weiter ergiebt:

- a) Kräfte zwischen Stromelementen und Stromenden,
- b) Kräfte zwischen Stromenden“.

Da nun die eben erwähnten Rotationsphänomene eines theilweis beweglichen Stromleiters bis jetzt practisch nur mit Hülfe sogenannter Gleitstellen realisirbar seyen, so genüge für den Erfolg des Experimentes, d. h. für die continuirliche Rotation des Stromleiters der Nachweis, daß lediglich an jenen Gleitstellen Kräfte auftreten, welche den beweglichen Theil des Leiters in dem beobachteten Sinne zu drehen bestrebt sind, dagegen brauche auf die übrigen Theile des rotirenden Stromleiters „unmittelbar gar keine Kraft“ einzuwirken. Das Kräftepaar, welches auf die Uebergangsschicht an der Gleitstelle wirke, komme allein zur Erscheinung und bedinge in der That den ganzen Erfolg des Experimentes.

Dem entsprechend bemerkt Helmholtz <sup>1)</sup> den Einwendungen Riecke's gegenüber wörtlich Folgendes:

„Wenn, wie in dem Beispiel von Hrn. Riecke, ein Radius eines Kreises den Strom vom Mittelpunkte desselben, um den er drehbar ist, zur leitenden Peripherie führt und dabei unter dem Einflusse anderer concentrischer Kreisströme steht, so wirkt, wie Hr. Riecke richtig bemerkt, nach dem Potentialgesetz unmittelbar gar keine Kraft auf den festen Theil des Radius, dessen relative Lage gegen die Kreisströme sich verändert und es kommt allein das Kräftepaar zur Erscheinung, welches auf die Uebergangsschicht an der Gleitstelle wirkt. Dieses aber bedingt in der That den ganzen Erfolg“.

Noch bestimmter und gleichzeitig auf die Einwendungen C. Neumann's Bezug nehmend, drückt sich Helmholtz in seiner oben citirten ausführlichen und erst ganz kürzlich erschienenen Abhandlung in Crelle's Journal aus (a. a. O. S. 306), indem er sagt:

„Hr. Riecke hat Recht, daß in diesem Falle das Po-

1) Berichte der Berl. Akad. a. a. O. S. 102.

tential, welches die Kreisströme auf den Radius ausüben, sich bei dessen Bewegung nicht ändert, weil er immerfort in symmetrischer Lage zu ihnen bleibt. Aber die Stromfäden in der Gleitstelle gehen fortdauernd aus der radicalen in die tangential Richtung über und deren Potential gegen die Kreisströme ist in erster Lage Null, in zweiter Lage hat es einen von Null verschiedenen Werth. *Die Vorgänge in der Gleitstelle allein sind in diesem Falle das Treibende* und aus unserer Darstellung ergibt sich, daß der Werth der drehenden Kraft einfach zu finden ist, indem man die Endkraft für die gleitende Spitze berechnet und diese negativ nimmt“.

An ähnlichen Beispielen hat Hr. C. Neumann Anstofs genommen <sup>1)</sup> und leugnet deshalb die Anwendbarkeit des von seinem Vater aufgestellten Potentialgesetzes auf Stromelemente. Die absolute Discontinuität der Bewegung in der Gleitstelle, welche die Schwierigkeit (das Zerreißen der Stromfäden) herbeiführt, ist aber nur eine mathematische Fiction.

Helmholtz ist also, wie bemerkt, nach seiner Theorie gezwungen, die erwähnten Rotationsphänomene beweglicher Leiter um Magnete oder Solenoïde *anders* als in der bisher üblichen Weise zu erklären. Während man bisher aus der Existenz dieser Rotationen auch ohne speciellere theoretische Vorstellungen einfach auf die Existenz von Kräften schloß, die *jeden* Theil des bewegten Leiters afficiren, sind nach der Helmholtz'schen Theorie „die Vorgänge in der Gleitstelle allein in diesem Falle das Treibende“ und die GröÙe der drehenden Kraft durch die „Endkraft für die gleitende Spitze“ bestimmt.

Um diese Consequenzen der von Helmholtz entwickelten Theorie zu prüfen, habe ich folgende Versuche angestellt.

Durch die Axe eines vertikalen cylindrischen Elektromagnets wird der galvanische Strom in einen beweglichen Kupferdraht geleitet, dessen Enden nicht, wie ge-

1) Die elektrischen Kräfte. Leipzig 1873. S. 77 bis 79.



wöhnlich, direct in das Quecksilber tauchen, sondern durch längere Ketten von lose, in einanderliegenden Ringen aus dünnem Kupferdrahte, mit der Oberfläche in leitender Verbindung stehen. Die Ketten sind beträchtlich länger, als der Abstand ihrer Aufhängepunkte vom Niveau des Quecksilbers, so daß die untersten Ringe auf dem Quecksilber schwimmen.

Würde nun die beim Schließen des Stromes eintretende Rotation lediglich durch Kräfte an den Gleitstellen bewirkt, so müßten die unteren, auf dem Quecksilber liegenden Ringe im Sinne der beobachteten Bewegung *vor-  
ausgehen*, und dem entsprechend der bewegliche Bügel mit Hilfe der Ketten von jenen auf der Quecksilberoberfläche gleitenden Ringen fortgezogen werden. Wirken dagegen die elektrodynamischen Kräfte den Ampère'schen Anschauungen entsprechend auf den beweglichen Leiter, so wird dieser mit Hilfe der an seinen Enden befindlichen Ketten die gleitenden Ringe fortziehen, so daß diese durch die zu überwindende Reibung auf der Quecksilberoberfläche der Bewegung ihrer Aufhängepunkte *nachfolgen*.

Die Versuche, welche in der Sitzung wiederholt wurden, bestätigen in unzweideutigster Weise den letzten Fall. Wenn hierbei die auf dem Quecksilber liegenden Ringe durch Kupferdrähte beschwert, der Bewegung nicht mehr folgen können und mit Hilfe eines eingeschalteten Commutators die Richtung des Stromes gewechselt wird, so bewegt sich der Bügel bald nach der einen, bald nach der anderen Seite, soweit die Länge der Kette diese Bewegung gestattet.

Es ist leicht ersichtlich, daß diese Versuche mannigfach modificirt werden können, indem z. B. an Stelle der Kette einfach ein an der einen Seite zu einem Haken umgebogenes Kupferdrähtchen lose in die Haken des beweglichen Bügels gelegt wird.

Die mitgetheilten Versuche entscheiden demgemäß, wie ich glaube, zu Gunsten des Ampère'schen Gesetzes und

gegen die Zulässigkeit des von Helmholtz aufgestellten Potentialgesetzes. Ich würde es kaum gewagt haben, diese Versuche, deren Erfolg im Voraus wohl schwerlich von irgend Jemand ernstlich bezweifelt worden wäre, mitzutheilen, wenn nicht Helmholtz wiederholt hervorgehoben hätte, daß zwischen dem Ampère'schen Gesetz der Elektrodynamik und dem Potentialgesetze nur an Strömen mit freien Enden, an denen sich freie Elektrizität anhäuft und wieder verschwindet, entschieden werden könne, und auf die besonderen experimentellen Schwierigkeiten hingewiesen hätte, welche sich der Ausführung derartiger Versuche entgegenstellen<sup>1)</sup>. Natürlich wage ich nicht im Voraus zu entscheiden, in wie weit es Helmholtz möglich ist, durch eine weitere mathematische Analyse seines Potentialgesetzes auch die obigen Versuche in Einklang mit seiner Theorie zu bringen.

Anmerkung. Da die beschriebenen Versuche im Wesentlichen nur einfache Modificationen des bekannten Faraday'schen Experimentes sind, so habe ich auf eine Abbildung des angewandten Apparates verzichtet. Ich erlaube mir nur zu bemerken, daß die Ringe der Kette etwa 15 Millimeter Durchmesser besaßen und aus sehr dünnem Kupferdrahte bestanden. Der Elektromagnet hatte eine Länge von 210 Millimeter, eine Dicke von 20<sup>mm</sup> und war mit 4 Lagen starkem Kupferdraht umwickelt, durch welchen der Strom eines kräftigen, mit chromsaurer Kali-Lösung gefüllten Kohlen-Zink-Elementes geleitet wurde. Für den beweglichen Leiter wurde ein Strom aus zwei Elementen derselben Art verwandt.

- 1) Vgl. Berichte der Berl. Akademie 6. Febr. 1873. „Was die Möglichkeit betrifft, zwischen dem Ampère'schen Gesetz der Elektrodynamik und dem Potentialgesetze zu entscheiden, so ist das nur möglich an Strömen mit freien Enden, an denen sich freie Elektrizität anhäuft und wieder verschwindet.“

**XIV. Ueber das hydrogenirte Palladium;  
von HH. L. Troost und P. Hautefeuille.**

(Compt. rend. T. LXXVIII, p. 686.)

Die merkwürdige, von Graham entdeckte Eigenschaft des Palladiums, bis zum 982 fachen seines Volums Wasserstoff zu absorbiren, ist diesem Chemiker anfangs als ein der Lösung oder Verdichtung nahestehendes Phänomen erschienen, für welches er den Namen *Occlusion* ersann.

Später nahm Graham an, daß Palladium bilde mit dem Wasserstoff eine Legirung „zu gleichen Aequivalenten“. Diese Meinung ist ausgesprochen in der Abhandlung, in welcher er feststellt, daß das mit dem 800 bis 900 fachen seines Volums beladene Palladium eine merklich geringere Dichte als das reine Metall besitzt, daß die Zähigkeit und die elektrische Leitungsfähigkeit abnehmen, wie im Allgemeinen bei den gewöhnlichen Legirungen und daß der Magnetismus zunimmt wie bei dem mit einem sehr magnetischen Metall verbundenen Palladium.

Diese Schlüsse von Graham sind im Allgemeinen angenommen worden, obwohl er selbst bemerkt, daß das Maximum des fixirten Wasserstoffs 982 Vol. nur 0,772 Aequ. Wasserstoff auf 1 Aequ. Palladium entspricht ( $H = 1$ ,  $Pa = 106,5$ ).

In einer neueren Abhandlung hat Hr. Favre, wie Graham angenommen, „daß der Wasserstoff sich zu seinem Aequ. Palladium fixire“, sich darauf stützend, daß innerhalb der Gränzen seines Versuchs <sup>1)</sup> das Metall beim Absorbiren gleicher Gewichte Wasserstoff beinahe gleiche Wärmemengen entwickle.

Wir wollen zeigen, daß das Phänomen verwickelter ist, als man bisher geglaubt hat.

1) Hr. Favre hat nicht die Gasvolumen angegeben, welche seinen Bestimmungen entsprechen.

Wir wollen successive folgende zwei Punkte untersuchen: 1) Bildet der Wasserstoff eine wahrhafte Verbindung mit dem Palladium oder löst er sich bloß in diesem Metall? 2) Im Fall eine Verbindung stattfindet, welche Form hat sie?

Das Studium der Spannungen, welche der bei verschiedenen Temperaturen aus dem hydrogenirten Palladium entwickelte Wasserstoff besitzt, wird uns die nöthigen Elemente liefern, um diese beiden Fragen frei von jeder Hypothese zu beantworten. In der That weiß man, daß die Verbindungen, welche direct aus einem starren und einem gasigen Körper gebildet werden, unter dem Einfluß der Wärme eine theilweise Zersetzung erleiden, gemessen für jede Temperatur durch eine unveränderliche und von der Menge des unzersetzten Products unabhängige Spannung, nämlich die Dissociations-Spannung der chemischen Verbindung. Diejenigen Körper dagegen, die Gase gelöst haben, wie das mit Kohlensäure beladene Wasser, oder diejenigen, welche sie condensirt haben, wie der mit Wasserstoff beladene Platinschwamm, senden Gase aus, welche für eine selbe Temperatur Spannungen haben, die mit dem Sättigungszustand der Materie veränderlich sind. Durch das Studium dieser Spannungen sind wir dahin gelangt, die gleichzeitige Entstehung einer festen Verbindung und einer Lösung des Wasserstoffs zu erkennen.

Das am negativen Pol eines Voltameters mit Wasserstoff beladene Palladium wurde in eine Glasröhre gebracht, die einerseits mit einem Manometer und anderseits mit einer Sprengel'schen Pumpe verbunden war; letztere gestattete nach Bedarf ein Vacuum herzustellen und darauf im Laufe des Versuchs bestimmte Gasvolumen auszu-treiben<sup>1)</sup>.

- 1) Da das mit Gas gesättigte Palladium schon bei gewöhnlicher Temperatur Wasserstoff entläßt, so muß man, wenn man das gesammte Volumen des absorbirten Gases genau kennen will, das Metall bei Herausnahme aus dem Voltameter in einen kleinen, mit ausgekochtem Wasser gefüllten Ballon bringen, der mit einem Entwicklungs-

Wenn man in der Nähe von 100° operirt und successive wachsende Gasmengen fortnimmt, so erhält man mit geschmolzenem Palladium und mit Palladiumschwamm die in folgender Tafel, welche die bei verschiedenen Sättigungsgraden beobachteten Spannungen angiebt, enthaltenen Resultate:

Geschmolzenes Palladium		Palladiumschwamm		
Temperaturen	Wasserstoffvolum fixirt im Metall	Spannung	Wasserstoffvolum fixirt im Metall	Spannung
100°,2	809 Vol.	1428 <sup>mm</sup>	775 Vol.	715 <sup>mm</sup>
99,8	743	909	743	493
100	700	598	718	361
100	672	454	684	247
100,5	642	353		
99,8	610	238	608	227
100	595	225	590	225
100,1	402	230	300	224

Diese Tafel zeigt uns: 1) daß so lange das fixirte Wasserstoffvolum größer ist als das 600fache Volum des Palladiums, der Druck sehr rasch abnimmt bei jeder Entziehung von Wasserstoffgas, was der Charakter einer Lösung ist; 2) daß der Druck constant wird, was der Charakter einer Verbindung ist, sobald nicht mehr als 600 Volume Gas vorhanden sind, welche  $\frac{1}{2}$  Aeq. Wasserstoff auf 1 Aeq. Palladium entsprechen. Von diesem Punkte an verhält sich das hydrogenirte Palladium wie eine feste Verbindung, die der Dissociation fähig ist und deren Spannung nur von der Temperatur abhängt, nach Art des von Hrn. Debray untersuchten kohlen sauren Kalks.

rohr versehen ist. Man versetzt den Ballon in die Siedtemperatur des Wassers und sammelt das entweichende Gas. Nach dem Erkalten kann man das Metall in den manometrischen Apparat bringen, ohne Verlust an Gas befürchten zu dürfen. Diese vorläufige Operation ist unerlässlich, wenn man mit geschmiedetem Metall operirt, weil dieses, aus dem Voltameter genommen, sich an der Luft in Folge der Verbrennung von Wasserstoff rasch erhitzt.

Um diese Unveränderlichkeit des Drucks, welche eine Verbindung charakterisirt, besser hervortreten zu lassen, geben wir die Resultate eines in der Nähe von  $160^{\circ}$  angestellten Versuchs.

Temperaturen	Wasserstoffvolum fixirt im Palladium	Spannungen der festen Verbindung
$160^{\circ}$	589 Vol.	$1475^{\text{mm}}$
161	574	1500
$160,5$	480	1480
161	290	1482
160	$200^1)$	1480

Aus Beobachtungsreihen, gemacht zwischen  $20$  und  $180^{\circ}$  haben wir gelernt, daß innerhalb dieser Temperaturgränzen das Phänomen denselben Charakter bewahrt, d. h. daß die Spannung unverändert bleibt, so lange das fixirte Wasserstoffvolum nicht  $600$  Volume übersteigt, was der Formel  $\text{Pa}^2\text{H}$  entspricht. So haben wir die folgenden Zahlen erhalten, nach denen man die Curve der Dissociationsspannungen der Verbindung construiren kann.

Temperatur	Dissociationsspannung d. Verbind. $\text{Pa}^2\text{H}$	Temperatur	Dissociationsspannung d. Verbind. $\text{Pa}^2\text{H}$
$20^{\circ}$	$10^{\text{mm}}$	$100^{\circ}$	$232^{\text{mm}}$
30	16	110	836
40	25	120	467
50	36	130	624
60	50	140	812
70	65	150	1104
80	106	160	1475
90	160	170	1840

- 1) Wir haben demnach in dem erwähnten Versuch zwei Drittel des Wasserstoffs fortnehmen können, ohne daß die Spannung abnahm. Wenn man die letzten Spuren von  $\text{Pa}^2\text{H}$  zersetzt hat, bleibt das Palladium mit gelöstem Wasserstoff gesättigt. Wir treten alsdann in die Bedingungen eines Lösungsphänomens und neue Fortnahmen



Bemerkungen. — Die in dieser Tafel enthaltenen Zahlen wurden mit einem Palladiumdraht erhalten. Der Draht wurde für diese Bestimmungen vortheilhafter als die Lamelle befunden, weil man die Spannungsgränze rascher erreicht. Uebrigens führt eine Lamelle, obwohl langsamer, zu denselben Resultaten. — Geschmolzenes und geschmiedetes Metall zeigen in Bezug auf die Spannungen keine Verschiedenheiten. — Das Metall verhält sich auch gleich, es mag durch die Säule oder durch längeres Verweilen in Wasserstoff mit diesem beladen worden seyn.

Diese Zahlen zeigen, daß die Verbindung  $\text{Pa}^2\text{H}$  bei gewöhnlicher Temperatur nicht merklich Gas entläßt. Die Wasserstoffspannungen, welche die Zersetzung der Verbindung begränzen, wachsen anfangs langsam; allein von  $140^\circ$  an verrathen sich sehr schwache Temperaturveränderungen durch ein sehr rasches Wachsen des Drucks. Zwischen  $130^\circ$  und  $140^\circ$  wird die Spannung dem atmosphärischen Drucke gleich.

Diese Verbindung kann demnach nicht bei einer Temperatur über  $130^\circ$  bereitet werden. Die bequemste Temperatur zu ihrer Darstellung ist die des siedenden Wassers, bei welcher die Dissociationsspannung geringer ist als ein Drittel des atmosphärischen Drucks.

Kurz, unsere Versuche stellen fest, daß das Palladium mit dem Wasserstoff eine bestimmte Verbindung von der Formel  $\text{Pa}^2\text{H}$  bildet. Ist diese Verbindung einmal gebildet, so kann sie Wasserstoff auflösen nach Art des Platins und in veränderlicher Menge, je nach seinem physischen Zustand. Diese Eigenschaft der Verbindung  $\text{Pa}^2\text{H}$  erklärt die Verschiedenheit der numerischen Resultate, die Graham erhielt, je nachdem er das Palladium als Draht oder als Schwamm anwandte.

In einer künftigen Mittheilung werden wir zeigen, daß Kalium und Natrium Verbindungen bilden, deren Formeln

des Gases müssen eine sehr rasche Abnahme des Drucks herbeiführen. Dies leuchtet aus folgenden drei Bestimmungen hervor:

Temperaturen	Gasvolum	Spannungen
161°	62 Vol.	784 <sup>mm</sup>
160	38	495
161	29	391

$K^2H$  und  $Na^2H$  sind ( $K = 39$ ,  $Na = 23$ ). Diese Verbindungen bilden mit dem hydrogenirten Palladium  $Pa^2H$  eine Reihe parallel derjenigen, von welcher Hr. Wurtz das erste Glied in der Verbindung des Kupfers mit dem Wasserstoff  $Cu^2H^2$  ( $Cu = 63,5$ ) entdeckt und Kupferhydrür genannt hat.

### XV. Ueber die Refraction der Gase; von Hrn. Mascart.

(Compt. rend. T. LXXVIII, p. 417.)

Gestützt auf die Emissionshypothese hat Newton den Schluß gezogen, daß die *Brechkraft* eines Körpers oder der Ueberschuß  $n^2 - 1$  des Quadrats des Brechungsindex über die Einheit proportional seyn müsse der Dichte dieses Körpers d. h. der Masse der Volumseinheit. Diefes Gesetz der Brechkräfte erwies sich fehlerhaft fast bei allen Anwendungen, die man davon auf starre und flüssige Körper zu machen gesucht hat; allein man nimmt gemeinlich an, daß es für Gase richtig sey. Da die Undulationslehre bisher nicht erlaubt hat, diefs Gesetz auf theoretische Betrachtungen zurückzuführen, so ist von Interesse zu sehen, bis zu welchem Punkt es der Erfahrung entspricht. Da die Brechung der Gase sehr schwach ist, wenigstens unter den Umständen, unter welchen man operiren kann, so ist die Brechkraft  $n^2 - 1$  fast das Doppelte der Differenz  $n - 1$ , die ich Kürze halber *Brechungsüberschuß* nennen will. Nimmt man überdieß die Gesetze von Mariotte und Gay-Lussac an, so kann man die Veränderungen der Brechung eines Gases mit der Temperatur und dem Druck ausdrücken durch die Formel

$$\frac{(n-1)(1+\alpha t)}{H} = \frac{n_p-1}{760},$$

in welcher ist:  $n$  der Brechungsindex bei der Temperatur  $t$  und dem Drucke  $H$ ,  $\alpha$  der Ausdehnungscoefficient des Gases,  $n_0$  der Brechungsindex bei der Temperatur  $0^\circ$  und dem normalen Druck.

Seit den denkwürdigen Arbeiten des Hrn. Regnault ist es leicht einzusehen, daß diese Relation nur eine genäherte ist. Ich habe über diesen Gegenstand eine große Zahl von Versuchen gemacht, deren Hauptresultat ich jetzt angeben will.

Zunächst wandte ich die Refraction in einem Prisma an, nach der Methode von Biot und Arago; allein, trotz einiger Verbesserungen an dieser Beobachtungsweise, erkannte ich bald, daß das Phänomen der Interferenzen eine größere Genauigkeit gestattet. Der angewandte Apparat, den ich wegen Mangel an Zeit nicht vollständig beschreiben kann, besteht aus einem Spectroskop, dessen Collimator sehr entfernt ist von den brechenden Prismen. Die parallel zum Collimator austretenden Strahlen werden mittelst einer der von Hrn. Fizeau erdachten Doppelplatten (*bilames*) in zwei gleiche Bündel zerschnitten, die einander parallel bleiben, aber durch einen Zwischenraum von mehreren Millimetern getrennt sind. Diese beiden Bündel gehen gesondert durch zwei mit Gas gefüllte Röhren, die durch Gasplatten verschlossen sind; durch eine Doppelplatte, die umgekehrt wie die erste liegt, werden sie wieder in Contact gebracht und endlich durch die Prismen gebrochen.

Wenn man zwischen diesen beiden Bündeln einen Gangunterschied hergestellt hat, sey es durch einen Druckunterschied in den Gasröhren oder durch eine Drehung der Doppelplatten und wenn überdies der Maximal-Verzug in demjenigen der beiden Bündel stattfindet, welches die Prismen den brechenden Kanten am nächsten durchdringt, so gewahrt man in dem Spectrum die dunklen und hellen Streifen, welche unter dem Namen der Talbot'schen bekannt sind. Da diese Streifen nicht entstehen, wenn der Maximal-Verzug in der anderen Hälfte des ursprünglichen Bündels stattfindet, so hat man hier eine Art Dissymmetrie,

welche anfangs sonderbar erscheint, welche aber durch Hrn. Airy vollständig erklärt ist.

In jedem Fall ist die Ordnung der Franse  $F$ , welche man an einem Punkt des Spectrums, dessen Wellenlänge  $\lambda$  ist, beobachtet, verknüpft mit dem Gangunterschied  $A$ , durch die Relation

$$A = F\lambda.$$

Es reicht nun hin, den Druck des Gases in einer der beiden Röhren zu ändern, um auch den Gangunterschied zu ändern und wenn die Aenderung nicht zu plötzlich ist, sieht man die Fransen zum Rothen oder zum Violetten wandern, je nachdem der Gangunterschied zu- oder abnimmt. Nennt man  $H_1$  und  $H_2$  den Druck des Gases zu Anfang und zu Ende des Versuchs,  $L$  die Länge der Röhre,  $f$  die Anzahl der durch den betrachteten Punkt gegangenen Fransen, so muß man, nach der vorhin aufgestellten approximativen Relation, haben:

$$\frac{f}{H_2 - H_1} = \frac{L}{\lambda} \cdot \frac{n_0 - 1}{1 + \alpha t}.$$

Wenn sich die Temperatur nicht ändert, wäre also das Verhältniß der Verschiebung der Fransen zur Veränderung des Drucks unabhängig von dem anfänglichen Druck. Man erweist leicht, daß diese Bedingung nicht erfüllt wird und in den meisten Fällen kann man die Versuche erklären, wenn man dem zweiten Gliede dieser Gleichung einen dem mittleren Druck proportionalen Factor hinzufügt; man kann also schreiben

$$\frac{f}{H_2 - H_1} = A \left( 1 + B \frac{H_1 + H_2}{2} \right).$$

Daraus folgt, daß der Brechungsindex eines Gases bei constanter Temperatur verknüpft ist mit dem Druck durch die Formel:

$$n - 1 = a \left( 1 + \frac{B}{2} H \right).$$

Anderseits kann man den Versuchen des Hrn. Regnault über die Compressibilität der Gase bis zu acht Atmosphären, d. h. unter Umständen, unter denen die mei-

nigen ausgeführt sind, auf eine ziemlich genaue Weise genügen, wenn man das Verhältniß der Dichte zum Druck ausdrückt durch zwei Glieder, von denen das eine constant, und das andere dem Drucke proportional ist

$$\frac{d}{H} = A'(1 + B'H),$$

so daß, wenn der Refractions-Ueberschuß  $n - 1$  proportional ist der Dichte des Gases, die beiden Coëfficienten  $\frac{B}{2}$  und  $B'$  gleich seyn müssen.

In der folgenden Tafel habe ich vereinigt die Werthe von  $B'$  berechnet sowohl nach den Formeln des Hrn. Regnault, als nach seinen directen Versuchen, und die Werthe von  $\frac{B}{2}$  abgeleitet aus meinen Messungen der Refraction. Man wird zunächst bemerken, daß Refraction und Compressibilität in derselben Weise variiren, in einem gewissen Sinne bloß beim Wasserstoff und im entgegengesetzten Sinne bei allen übrigen Gasen. Die Coëfficienten sind im Allgemeinen von derselben Größenordnung ohne absolut gleich zu seyn; es sind übrigens schwer zu bestimmende Größen; die angewandten Formeln können die Erscheinungen nicht mehr genau repräsentiren und endlich konnten die Versuche nicht bei derselben Temperatur angestellt werden, was keine strenge Vergleichung erlaubt. Nur zwei Gase, das Kohlenoxyd und das Stickstoffoxyd, zeigen eine offenbare Mißstimmung; die Compressibilität dieser Gase scheint mir etwas zu groß. Daraus folgt, daß bei constanter Temperatur der Refractionsüberschuß  $n - 1$  eines Gases beinahe der Dichte proportional ist.

Nicht so verhält es sich, wenn man die Temperatur variiren läßt. Der Versuch zeigt, daß, für eine zwischen denselben Druckgränzen gemachte Reihe von Messungen, der Ausdruck

$$\frac{f}{H_2 - H_1} (1 + \alpha t)$$

statt constant zu seyn, continuirlich abnimmt in dem Maasse, als die Temperatur steigt; um ein constantes Resultat zu

erhalte  
eine Z  
der an  
trach  
Werth  
ten ha  
überst  
Brech  
lenoxy  
nehm  
U  
nen  
sen v  
den p  
die Z  
ung  
Wel  
um  
Wer  
tur  
ken,  
als  
ang  
wel

Was  
Laf  
Stic  
Stic  
Stic  
Kol  
Ko  
Sch  
Cy

erhalten, ist es nothwendig, den Factor  $\alpha$  zu ersetzen durch eine Zahl  $\beta$ , die beträchtlich grösser ist als der eine oder der andere der beiden Ausdehnungscoëfficienten des betrachteten Gases. Die unten stehende Tafel zeigt die Werthe, welche ich für die hauptsächlichsten Gase erhalten habe bei Temperaturveränderungen, die nicht 40 Grade überstiegen. Man sieht daraus, daß im Allgemeinen die Brechkraft rascher abnimmt als die Dichte; nur beim Kohlenoxyd und Stickstoffoxyd ist der Unterschied nicht wahrnehmbar.

Um nun den Refractionsindex in absolutem Werth kennen zu lernen, braucht man nur die Röhrenlänge zu messen und den Werth von  $\lambda$  zu kennen. Ich beobachtete den gelben Strahl des Natrons und nahm als Wellenlänge die Zahl  $0^{\text{mm}},0005888$ , welche aus Fraunhofer's Messungen hervorgeht. Strenge genommen, müßte man die Wellenlänge im Vacuo nehmen, was alle Zahlen der Tafel um  $\frac{1}{1000}$  verringern würde. Die letzte Columnne giebt die Werthe von  $1000(n_0 - 1)$ , entsprechend der Temperatur  $0^\circ$  und dem Druck 760 Millimeter. Man wird bemerken, daß die für die Luft gegebene Zahl etwas kleiner ist als die nach dem Versuche von Biot und Arago allgemein angenommene; die übrigen weichen nicht sehr ab von denen, welche Dulong und Jamin gegeben haben.

Gase	Compressibilität		Refraction		Einfluß der Temp.	1000 ( $n_0 - 1$ )
	$t$	$B'$	$t$	$\frac{1}{4} B$		
Wasserstoff	$10^\circ$	-0,00057	$22^\circ$	-0,00087	0,00381	0,1388
Luft	5	+0,00107	22	+0,00072	0,00383	0,2923
Stickstoff	5	0,00068	21	0,00085	0,00382	0,2972
Stickstoffoxydul	9,3	0,00754	13,5	0,0088	0,00388	0,5084
Stickstoffoxyd	"	0,00225	12	0,00070	0,00367	0,2967
Kohlenoxyd	"	0,00435	"	0,00089	0,00367	0,3336
Kohlensäure	3	0,00901	17	0,0072	0,00406	0,4494
Schweflige S.	7,7	0,0322	13	0,025	0,00471	0,6820
Cyan	"	0,0322	25	0,027		0,8202



# XVI. Ueber die Brechung des zusammengedrückten Wassers; von Hrn. Mascart.

(Compt. rend. T. LXXVIII, p. 801.)

Vor einigen Jahren hat Hr. Jamin gezeigt, daß der Brechungsindex des zusammengedrückten Wassers sich ziemlich genau aus dem Gesetz der Brechkräfte berechnen lasse, was eine optische Methode zur Bestimmung des Coëfficienten der Zusammendrückbarkeit des Wassers liefern würde. Da dieses Phänomen, so viel ich weiß, das einzige ist, welches man zur Stütze des Newton'schen Gesetzes anführen könnte, so bin ich veranlaßt worden, diesen Versuch mittelst desjenigen Apparats zu wiederholen, der mir zum Studium der Gase gedient hat, wobei ich alle von Hrn. Jamin angezeigten Vorsichtsmaßregeln befolgte und die Temperatur der Flüssigkeit sorgfältig bestimmte.

Die beiden Röhren des Interferenz-Apparates waren ungefähr zwei Meter lang und vollständig mit Wasser gefüllt. In der einen war der Druck constant, in der anderen stellte man langsam eine Druckveränderung  $H_2 - H_1$  her und zählte die Fransen, die durch einen Punkt des Spectrums gingen. Unter diesen Umständen gab eine Druckveränderung von einem Meter Quecksilber eine Verschiebung von ungefähr 70 Fransen, und da man noch Zehntel-Fransen schätzen konnte, so sieht man, daß die Messungen eine große Genauigkeit zuließen.

Ich fand zunächst, daß bei constanter Temperatur das Verhältniß  $\frac{f}{H_2 - H_1}$  der Anzahl der verschobenen Fransen zu der entsprechenden Druckveränderung nicht constant ist, sondern ein wenig zunimmt mit dem Druck. Bei der Temperatur von etwa 15° und für den Strahl  $D$  erhielt ich z. B. den Werth 67,70, wenn der mittlere Druck ein Meter Quecksilber betrug, und 68,52, wenn er 3",30

war. Daraus scheint hervor zu gehen, daß die Zusammen-  
drückbarkeit des Wassers auch schneller variirt als pro-  
portional dem Druck, wie man es schon bei den meisten  
Flüssigkeiten beobachtet hat. Der Einfluß der Tempera-  
tur ist noch leichter zu erkennen; bei der Temperatur 5°,5  
z. B. ist der Werth des Verhältnisses = 71,85. Der Sinn  
des Phänomens war leicht voraus zu sehen, weil die Zu-  
sammendrückbarkeit des Wassers abnimmt, wenn die Tem-  
peratur steigt; allein die vorstehenden Zahlen deuten auf  
eine beträchtlich raschere Veränderung als die, welche aus  
den vielen Versuchen des Hrn. Grassi hervorgeht.

Ich operirte zunächst mit gewöhnlichem Wasser und be-  
werkstelligte den Druck vermittelst einer Masse Luft; dann  
reinigte ich den Apparat vollständig von Gas und bewirkte  
den Druck durch eine Wassersäule; allein die Resultate  
waren nicht merklich verschieden.

Um den Compressibilitäts-Coëfficienten herzuleiten, be-  
merke man zuvörderst, daß zwischen den Refractionsin-  
dices,  $n_1$  und  $n_2$  der Flüssigkeit bei den Drucken  $H_1$  und  $H_2$ ,  
der Röhrenlänge  $L$ , der Anzahl  $f$  der verschobenen Fransen  
und der Wellenlänge  $\lambda$  des Lichts folgende Relation exi-  
stirt:

$$(n_2 - n_1) L = f \lambda \quad . . . . (1).$$

Anderseits wird der Compressibilitätscoëfficient  $\mu$  für  
den normalen Druck bestimmt durch die folgende Glei-  
chung, in der  $d_1$  und  $d_2$  die Dichten der Flüssigkeit zu  
Anfang und zu Ende des Versuches sind:

$$\frac{d_2 - d_1}{d_1} = \mu \frac{H_2 - H_1}{0,760} \quad . . . . (2).$$

Wenn man nun das Gesetz der Brechkräfte

$$\frac{n^2 - 1}{d} = \frac{n^2_1 - 1}{d_1}$$

annimmt, so ergibt sich aus diesen drei Gleichungen durch  
einen angenäherten Calcul

$$\mu = \frac{f_1}{H_2 - H_1} \cdot \frac{\lambda}{L} \cdot \frac{2n}{n^2 - 1} \cdot 0,760.$$

Wenn man dagegen die Proportionalität des Refraktionsüberschusses ( $n - 1$ ) mit der Dichte annimmt, so erhält man für den Compressibilitätscoefficienten einen anderen Werth

$$\mu' = \frac{f}{H_2 - H_1} \cdot \frac{\lambda}{L} \cdot \frac{1}{n - 1} \cdot 0,760.$$

Nimmt man 1,334 als Brechungsindex des Wassers für den Strahl  $D$  bei der Temperatur  $15^\circ$ , so erhält man, da die Länge der Röhren  $2^{m},003$  betrug und das Verhältniß der Verschiebung der Fransen zur Druckveränderung für einen Drucküberschuß von einer Atmosphäre ungefähr 67,7 ist, die beiden Formeln

$$\mu = 0,0000518$$

$$\mu' = 0,0000453.$$

Die erste Zahl kommt derjenigen sehr nahe, welche Hr. Jamin unter Umständen wo die Temperatur nicht viel von  $15^\circ$  abweichen mußte, erhalten hat; allein nach den Versuchen des Hrn. Grassi ist der Compressibilitätscoefficient des Wassers bei  $15^\circ$  ungefähr 0,0000471, so daß die wirkliche Compressibilität der Flüssigkeit zwischen den beiden Werthen liegt, die man, mittelst der beiden Hypothesen aus der Veränderung der Geschwindigkeit des Lichtes herleitet. Das Gesetz der Brechkräfte ist nicht einmal das, welches die der Wahrheit am nächsten kommende Zahl giebt; ebensowenig paßt es zu der Veränderung der Refraction des Wassers durch Compression, und ich glaube, daß es keine andere Erscheinung giebt, welche berechtigte, dieses Gesetz in der Physik aufrecht zu halten.

Die ungemeine Empfindlichkeit des von mir angewandten Beobachtungsverfahrens hat mir erlaubt, die bei der Compression des Wassers erzeugte Wärme-Entwicklung oder vielmehr die bei einer plötzlichen Decompression entstehende Temperatursenkung nachzuweisen und zu messen. Während eine der Röhren unter großem Drucke ist, öffnet man einen Hahn, läßt einige Tropfen Wasser ausfließen und führt den Apparat sogleich wieder auf den atmosphärischen Druck zurück. Während dieser Zeit geht durch

einen Punkt des Spectrum eine große Anzahl von Fransen, deren Zählung zwar unmöglich ist; allein das Phänomen steht plötzlich still und die Fransen erscheinen unbeweglich. Wenn man dann die Beobachtung einige Minuten fortsetzt, so findet man, daß das Gleichgewicht nicht erreicht ist und daß die Fransen fortfahren sich sehr langsam und in demselben Sinne zu bewegen. Die Flüssigkeit, welche sich durch die Decompression erkaltet hat, nimmt allmählig die Temperatur des äußeren Bades wieder an und der Refractionsindex nimmt noch um eine kleine Größe ab. Bei der Temperatur von  $16^{\circ}$  habe ich beobachtet, daß die von der Wiedererwärmung der Flüssigkeit herrührende Verschiebung der Fransen 1,9 war für eine Druckabnahme von  $4^{\text{m}},38$  Quecksilber. Daraus folgt, wie man sich leicht durch die Gleichung (1) überzeugen kann, daß der Refractionsindex der Flüssigkeit um 0,00000056 abnahm.

Nach den Versuchen der HH. Gladstone und Dale verringert sich der Refractionsindex des Wassers für den Strahl  $D$  ungefähr um 0,000085, wenn die Temperatur um einen Grad steigt. Die in unserem Versuch beobachtete Verschiebung entspricht also einer Erwärmung von  $0^{\circ},0066$ , was  $0^{\circ},00110$  für den Druck einer Atmosphäre geben würde. Die Wärmeentwicklung bei der Compression von Flüssigkeiten ist von Hrn. Thomson als eine nothwendige Folge des Carnot'schen Principis vorhergesehen. Hr. Joule hat dieß durch einen Versuch bestätigt und nachgewiesen, daß der Sinn des Phänomens sich bei einer Temperatur unterhalb  $4^{\circ}$  umkehrt, wie es die Theorie angab.

Die Temperaturerhöhung  $\vartheta$  der Flüssigkeit wird, nach Thomson, gegeben durch die Gleichung

$$\vartheta = \frac{(273 + t)\delta}{Ec} \cdot \frac{\pi}{\rho},$$

worin  $\delta$  der Ausdehnungscoefficient der Flüssigkeit bei der Temperatur  $t$  des Versuchs,  $E$  das mechanische Aequivalent der Wärme,  $c$  die spezifische Wärme bei constantem Druck,  $\rho$  die Dichte der Flüssigkeit und  $\pi$  der Druck auf ein Quadratmeter. Nimmt man für  $\vartheta$  den aus den empirischen Beobachtungen erhaltenen Werth, so erhält man

rischen Formeln des Hrn. Kopp abgeleiteten Werth 0,000159 und 436 für das Aequivalent  $E$ , so kommt

$$\vartheta = 0^{\circ},00109.$$

Das Resultat der Rechnung ist also identisch mit dem der Erfahrung; allein man darf auf diese absolute Uebereinstimmung keinen 'großen Werth legen, weil die Genauigkeit der Punkte kaum ein Fransenzehntel übersteigt, was einen relativen Fehler von  $\frac{1}{10}$  verursachen könnte. Ich habe übrigens für die Rechnung die Coëfficienten aus mehreren verschiedenen Quellen entlehnt, ohne den Grad ihrer Genauigkeit zu prüfen.

Ich glaubte diese Beobachtung machen zu müssen, ob schon sie nur eine Bestätigung der Wärmetheorie und der schönen Versuche des Hrn. Joule ist, weil mir die Methode dabei neu zu seyn scheint. Die comprimirte Flüssigkeit functionirt selbst als Thermometer und die Fehlerquellen entspringen nur aus der Genauigkeit, mit welcher man gewisse vollkommen definirte Coëfficienten kennt. Das Wasser ist übrigens diejenige Flüssigkeit, welche die schwächste Temperaturveränderung veranlaßt, weil der Ausdehnungscoëfficient sehr klein und die specifische Wärme sehr groß ist. Ich hoffe diesen Versuch unter günstigeren Umständen wiederholen zu können.

## XVII. *Akustisches Pyrometer;* *von Hrn. J. Chautard.*

(*Compt. rend. T. LXXXVIII, p. 128.*)

Vor einiger Zeit hat Hr. Mayer ein akustisches Pyrometer beschrieben<sup>1)</sup>, gegründet auf die Veränderung der Schallwellen-Länge in Luft, deren Temperatur sich ändert. Diese Veränderung ist von ihm nachgewiesen mittelst eines

1) Diese Ann. Bd. 148, S. 287. P.

Apparats von manometrischen Flammen, den er *Mikrometer* nennt und der so eingerichtet ist, daß er die Winkelschiebung zweier benachbarten Flammenportionen für irgend welches Temperatur-Intervall messen kann. Diese Methode ist schwierig auszuführen, besonders wenn es sich darum handelt, die Versuche in einer Vorlesung anzustellen. Ich habe ihn daher so abgeändert, daß er bequemer und einfacher anzuwenden ist. Mein Verfahren ist folgendes.

Der Ton wird mittelst einer Stimmgabel,  $ut_4$ , erregt, die einem Resonator gegenüber aufgestellt ist und mit den beiden Zweigen des von Hrn. Quincke erdachten<sup>1)</sup> und von Hrn. König vervollkommenen Interferenz-Apparat in Relation gebracht wird. Dem beweglichen Zweige des Apparats ist eine lange Kupferröhre angefügt, die in die Hülle führt, deren Temperatur man bestimmen will. Diese Röhre kehrt in sich selbst zurück und communicirt mit einer kleinen manometrischen Kapsel. Der feste Arm des Quincke'schen Apparats endigt in einer zweiten Kapsel, die wie die erste, in Verbindung steht mit demselben Brenner. Diese Vorrichtung vervollständigt ein rotirender Spiegel, welcher den Zustand der Flamme zu beurtheilen erlaubt.

Wenn nun jede der Röhren, welche der Resonator von den Kapseln trennt, eine gerade Anzahl von halben Wellenlängen enthält, so wird die Flamme gezahnt seyn; im entgegengesetzten Fall nehmen die Zahnungen ab, um so mehr, je mehr der Längen-Unterschied dieser Röhren sich der Gleichheit einer ungeraden Anzahl von halben Wellenlängen nähert. Ist diese erreicht, so nimmt bekanntlich die Flamme in dem Spiegel das Ansehen eines gleichförmigen Bandes an. Genau dasselbe findet statt, wenn der Wärme-Zustand der Luft in der Röhre, welche von der Hülle eingeschlossen ist, ändert sich. Wenn die Temperatur steigt nimmt die Wellenlänge zu und es entspringt daraus eine niedliche Interferenz, welche von der Flamme im Spiegel angezeigt wird. Wenn man, während dieses Phänomen

1) Ann. Bd. 128, S. 177. P.



erscheint, die bewegliche Röhre des Quincke'schen Apparats allmählig verlängert, so wird es leicht seyn, die Dinge wieder in ihren anfänglichen Zustand zu versetzen, d. h. die Zahnungen wieder hervorzurufen; dann wird man mittelst einer vorläufig und empirisch in Thermometergrade übersetzten Graduierung leicht die Temperatur ablesen können, welcher die additionelle Röhre ausgesetzt worden ist.

Mein Apparat ist weder mehr noch weniger empfindlich als der des Hrn. Mayer; wie dieser glaube ich nicht, daß er vieler Anwendungen fähig sey und wenn ich ihn hier beschrieben habe, so ist es mehr der wissenschaftlichen Curiosität und der leichten Darstellbarkeit wegen.

### XVIII. *Optisches Drehvermögen des Mannits.*

Nach Biot hat die Borsäure die sonderbare Eigenschaft, das optische Drehvermögen der Weinsäure zu erhöhen und nach Pasteur auch das der Apfelsäure. Dieselbe Eigenschaft besitzt, nach Hrn. Vignon, die Borsäure und das borsaure Natron in Bezug auf den Mannit, welcher zwar Drehvermögen besitzt, aber ein so schwaches, daß es, nach Hrn. Bichat, erst in einer 4 Meter langen Röhre hervortritt, weshalb denn dieser Stoff bisher als inactiv betrachtet wurde. Auch der Nitromannit und die meisten Derivate des Mannits besitzen, nach Hrn. Loir, optisches Drehvermögen (*Compt. rend. T. LXXVII, p. 191*).